На правах рукописи

Кондратов Алексей Владимирович

Взаимодействие света с метаматериалами с отрицательным показателем преломления и экстремальной оптической хиральностью

Специальность 01.04.07— «Физика конденсированного состояния»

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук Работа выполнена в отделе теоретических исследований Института кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН Федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук».

Научный руководитель:	кандидат физико-математических наук, и.о. заведующего отдела теоретических исследова- ний Горкунов Максим Валерьевич
Официальные оппоненты:	Климов Василий Васильевич, доктор физико-математических наук, ФГУП «Всероссийский научно-исследователь- ский институт автоматики им. Н.Л. Духова», старший научный сотрудник, начальник отде- ла
	Мурзина Татьяна Владимировна, доктор физико-математических наук, МГУ имени М.В. Ломоносова, Кафедра кван- товой электроники, доцент
Ведущая организация:	Федеральное государственное автономное об- разовательное учреждение высшего образо- вания «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информаци- онных технологий, механики и оптики».

Защита состоится 26 июня 2018 г. в 11 часов на заседании диссертационного совета Д 002.114.01 при ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН по адресу: 119333, г. Москва, Ленинский пр. 59.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте $\Phi H U \amalg$ «Кристаллография и фотоника» РАН http://crys.ras.ru/.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: 119333, г. Москва, Ленинский пр. 59, учёному секретарю диссертационного совета Д 002.114.01.

Автореферат разослан _____ 2018 года. Телефон для справок: +7 (499) 135-64-20.

Учёный секретарь диссертационного совета Д 002.114.01, канд. физ.-мат. наук

Joeb

К.В. Фролов

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Метаматериалы — композитные материалы с регулярной структурой и физическими свойствами, существенно отличающимися от таковых у составляющих их традиционных материалов [1]. Быстрый прогресс в технологиях изготовления наноструктур [2] сделал возможным производство оптических метаматериалов с характерным размером составляющих их элементов меньше длины волны видимого диапазона. Специально сконструированные оптические метаматериалы обладают такими важными характеристиками как, например, усиленные нелинейный отклик [3] и оптическая хиральность [4], что делает возможным решение ряда прикладных задач: создание круговых поляризаторов [5], био-сенсоров [6] и сенсоров молекулярной хиральности [7]. Развитие оптической диагностики хиральности актуально в связи с различием биохимических свойств у двух идентичных по составу энантиомеров одной хиральной молекулы. Так, например, важный лекарственный препарат, ибупрофен, активен только в своём «левом» (S-изомер) варианте, а за аромат перечной мяты и тмина отвечает одно и то же вещество, карвон, но в первом случае это его «правая» (R-изомер) версия, а во втором — «левая». В связи с этим, большой интерес вызывает разработка наноструктурированных сред с искусственной хиральностью — хиральных метаматериалов, представляющих собой регулярные массивы субволновых элементов, не обладающих зеркальной симметрией.

Хиральные метаматериалы можно разделить на две группы: истинно или трёхмерно (3D) хиральные и планарные, так называемые двумерно (2D) хиральные метаматериалы. У последних зеркальная симметрия отсутствует только в плоскости структуры, являющейся, однако, плоскостью зеркальной симметрии для всей структуры. Наличие плоскости симметрии приводит к тому, что всякая оптическая хиральность в таких структурах запрещена. Эти ограничения можно преодолеть путём добавления подложки [8], что эффективно превращает 2D-хиральную структуру в 3D-хиральную. Оптическая хиральность таких планарных структур остаётся невысокой, тогда как небольшие изменения структурных элементов, нарушающие их планарную симметрию, приводят к заметному усилению хирального отклика [9] и позволяют достичь экстремальных значений оптической хиральности, то есть максимально возможных значений кругового дихроизма (КД) и оптической активности (ОА) [10]. Хотя спектры КД и ОА подчиняются обобщённым выражениям Крамерса-Кронига [11], механизм возникновения экстремальной оптической хиральности остаётся неисследованным и необъяснённым.

Помимо решения разнообразных прикладных задач, исследование метаматериалов поднимает и фундаментальные вопросы электромагнитной теории. Одним из таких вопросов является неоднозначность определения импульса электромагнитных волн в макроскопической среде, вызывающая споры ещё с пионерских работ Лебедева [12]. Наиболее известными являются выражения для плотности импульса Абрагама и Минковского [13]. Наличие нескольких формально корректных формулировок становится причиной неоднозначности определения давления света и макроскопической силы Лоренца, что в отрицательно преломляющей среде, то есть среде с одновременно отрицательными диэлектрической ($\varepsilon < 0$) и магнитной $(\mu < 0)$ проницаемостями, где фазовая и групповая скорости направлены в противоположные стороны, приводит к неожиданным и противоречивым результатам. Исследование отрицательно преломляющих сред имеет очень долгую историю: общие теоретические принципы распространения электромагнитных волн в таких средах были подробно описаны Веселаго в 1967 году [14], а впервые закон преломления на границе сред с разным знаком групповой скорости был рассмотрен даже раньше — Мандельштамом в 1940-х годах [15]. Затем отрицательно преломляющие среды были забыты на многие десятилетия, и только развитие оптических метаматериалов вернуло к ним живой интерес [16]. Предложено большое число вариантов решения возникающей неоднозначности определения импульса электромагнитной волны в среде [17] и утверждается даже, что выбор конкретных выражений является делом «личных предпочтений» [18] при условии выполнения всех законов сохранения.

Таким образом, становится актуальным исследование как фундаментальных вопросов электромагнитной теории оптических метаматериалов, таких как макроскопическое описание давления света в среде, так и решение прикладных задач. К последним относятся объяснение механизма возникновения экстремальной оптической хиральности и анализ чувствительности плазмонного резонанса наноотверстий к диэлектрическому окружению. Ясное понимание этих физических процессов особенно важно для развития методов оптической диагностики молекулярной хиральности.

Целью данной работы является исследование механизма возникновения экстремальной оптической хиральности в плазмонных наноструктурах и давления света в среде с отрицательным показателем преломления.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

- Определить степень свободы при выборе макроскопического выражения для тензора напряжений Максвелла, предложить физически непротиворечивое выражение для макроскопической силы Лоренца и вычислить силу давления света в объёме и на границе среды с отрицательным показателем преломления;
- Восстановить трёхмерный рельеф элементарной ячейки массива хиральных отверстий по данным атомно-силовой микроскопии (ACM) и построить соответствующую 3D-модель;

- Провести полномасштабное электромагнитное моделирование оптических свойств хирального метаматериала методом конечных разностей во временной области (FDTD), используя 3D-модель элементарной ячейки реальной структуры;
- 4. Выявить механизм возникновения экстремальной оптической хиральности в плазмонных наноструктурах;
- 5. С помощью численного моделирования исследовать чувствительность плазмонного резонанса массивов наноотверстий к малым отклонениям диэлектрической проницаемости и естественной оптической активности окружения.

Научная новизна:

- Показано, что, несмотря на существование множества формально корректных подходов к вычислению силы давления света в макроскопической среде, можно сформулировать подход, обеспечивающий физически непротиворечивое описание взаимодействия света и среды, и универсальный для обычных диэлектриков и отрицательно преломляющих сред, неоднородных и обладающих частотной дисперсией;
- 2. Восстановлен трёхмерный рельеф элементарной ячейки хиральной плазмонной наноструктуры по данным исследования методом ACM с наклонным зондом в разных направлениях;
- 3. С использованием полученной трёхмерной модели элементарной ячейки реальной структуры проведено FDTD моделирование, результаты которого воспроизвели все основные характеристики оптической хиральности, наблюдаемые экспериментально;
- Построена теория связанных мод, показавшая, что явление экстремальной оптической хиральности в массивах наноотверстий в серебре возникает вследствие возбуждения двух плазмонных резонансов и соответствующего резонансного пропускания типа Фано;
- Показана принципиальная возможность появления хирального оптического отклика от планарной двумерно хиральной наноструктуры посредством нарушения зеркальной симметрии за счёт нелинейности;
- 6. Продемонстрирована возможность десятикратного усиления молекулярной оптической активности тонкого слоя гиротропной среды благодаря плазмонному резонансу массива круговых наноотверстий в серебре.

Практическая значимость. Разработанный метод обработки данных ACM применим для реконструкции формы широкого класса периодических наноструктур со сложной топографией поверхности — отверстиями и щелями с большим аспектным отношением, вертикальными стенками и наноразмерными деталями формы. Восстановленные 3D-модели реальных структур могут быть успешно использованы для численного моделирования и оптимизации оптических характеристик новых наноустройств.

С помощью численного моделирования была обнаружена высокая чувствительность плазмонных массивов 2D-хиральных отверстий к асимметрии значения диэлектрической проницаемости с разных сторон структуры и плазмонное усиление молекулярной оптической активности цилиндрическими наноотверстиями. Полученные результаты имеют прикладное значение для разработки оптических сенсоров молекулярной хиральности и оптической диагностики диэлектрического окружения.

Предложенный подход к макроскопическому описанию давления света важен как теоретическая основа для развития методов манипуляций микроскопическими объектами с помощью света (оптомеханики), так называемых «оптических пинцетов» и ловушек [19].

Методология и методы исследования. При обработке исходных изображений ACM использовалось дискретное преобразование Фурье для автоматического определения периода квадратной решётки. Полномасштабное численное электромагнитное моделирование взаимодействия света и хиральных наноструктур было выполнено методом FDTD с периодическими и PML (perfectly matched layer, идеально согласованный слой) граничными условиями. Для аналитического описания хирального плазмонного резонанса использовался формализм теории связанных мод.

Основные положения, выносимые на защиту:

- Физически непротиворечивое макроскопической описание взаимодействия света и среды получается при использовании пространственной части тензора энергии-импульса в виде симметричной билинейной формы по полям и индукциям. Такой подход обеспечивает: 1) отсутствие «виртуальных» сил в объёме непоглощающей среды для произвольной суперпозиции плоских волн, 2) удовлетворение законам сохранения при определении импульса «фотона в среде» как ħk и 3) корректность вычислений в случае среды с отрицательным показателем преломления;
- Экстремальная оптическая активность и круговой дихроизм периодических массивов хиральных отверстий в серебре являются следствием возбуждения двух плазмонных резонансов и соответствующего резонансного пропускания типа Фано;
- 3. Относительная разница показателя преломления $\Delta n \simeq 1\%$ тонких приповерхностных слоёв с разных сторон массива планарных двумерно хиральных наноотверстий в серебре приводит к появлению оптической активности $\sim 1^{\circ}$. Предложен механизм нарушения зеркальной симметрии за счёт нелинейности при погружении структуры в среду с нелинейностью Керра;
- Плазмонный резонанс массива круговых наноотверстий в серебре усиливает в 10 раз наблюдаемую оптическую активность 20 нм слоя гиротропной среды;
- 5. Разработанный метод обработки данных атомно-силовой микроскопии позволяет получить усреднённую трёхмерную модель

элементарной ячейки периодических массивов наноотверстий сложной формы с большим аспектным отношением.

Достоверность. Использованные в работе численные алгоритмы и методы были проверены на модельных задачах, имеющих точное аналитическое решение. Достоверность окончательных выводов подтверждается согласованностью экспериментальных данных, результатов численного моделирования и аналитической модели. Все представленные результаты были опубликованы в рецензируемых и индексируемых международных научных изданиях [A1-A5].

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы были доложены автором в виде трёх устных докладов на ведущих профильных международных конференциях: Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS) 2015, Прага, Чехия; The 9th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (Metamaterials) 2015, Оксфорд, Великобритания; Annual International Conference Days on Diffraction 2016, Санкт-Петербург, Россия. Материалы данной работы, посвящённые давлению света, докладывались на общем конкурсе научных работ ИК РАН 2013 года и удостоены II премии.

Личный вклад. Автором выполнены аналитические вычисления давления света для различных геометрий (диэлектрический слой, бесконечная и полубесконечная среда) с использованием нескольких выражений для тензора напряжений Максвелла и сделаны соответствующие выводы об их физической непротиворечивости и применимости. Автором разработаны и реализованы алгоритмы обработки данных ACM исследования плазмонных хиральных наноструктур, позволяющие получить качественную 3D-модель элементарной ячейки и использовать ее при численном моделировании. Автором выполнено численное FDTD моделирование электромагнитных свойств всех представленных в работе плазмонных наноструктур и проведён анализ зависимости полученных результатов от параметров структур. Автор внёс решающий вклад в разработку теории экстремальной оптической хиральности.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 9 публикациях, 4 из которых опубликованы в журналах, индексируемых международными базами (Web of Science, Scopus) и рекомендованных ВАК, 5—в тезисах докладов.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 92 страницы, включая 29 рисунков. Список литературы содержит 111 наименований.

Содержание работы

Во **введении** приведена общая характеристика диссертационной работы: обосновывается актуальность исследований, формулируется цель и ставятся задачи, описывается научная новизна и практическая значимость представленной работы.

Первая глава содержит литературный обзор, посвящённый актуальным исследования в области оптических метаматериалов. В разделе 1.1 формулируется проблема макроскопического описания давления света в среде. По аналогии с фотонами в вакууме, идея светового давления в среде опирается на импульс, переносимый квазичастицами — поляритонами. Определение импульса поляритона при этом остаётся предметом дискуссий. Главным препятствием является отсутствие общепринятого и однозначного определения плотности и потока импульса электромагнитных волн в среде. Чтобы избежать неопределённости при решении прикладных задач, например, вычислении силы, действующей на конечный объект (микрочастицу), его окружают поверхностью в вакууме и используют вакуумные соотношения для вычисления полной силы и вращательного момента. При таком подходе, однако, детали передачи импульса частице остаются неизвестными, то есть невозможно идентифицировать вклады от отражения и преломления на поверхности, поглощения или конечной продолжительности импульса в объёме, и точно установить роль ключевых параметров (формы частицы, показателя преломления, коэффициента поглощения и т.д.).

Раздел 1.2 посвящён обзору исследований, связанных с оптической хиральностью. Проводится сравнение хиральных метаматериалов различной геометрии (2D- и 3D-хиральных) и обосновывается важность знания реальной формы структуры для последующего численного моделирования и теоретического исследования физических свойств. Приводится анализ методов реконструкции формы наноструктур сложной геометрии. Рассматривается важность изучения сред с искусственной хиральностью для таких прикладных задач, как создание сенсоров оптической хиральности, круговых поляризаторов и др. В разделе 1.3 даётся обзор научных работ, посвящённых оптической диагностике молекулярной хиральности.

Вторая глава посвящена исследованию неоднозначности определения силы давления света в среде в рамках макроскопической электродинамики [A1].

Микроскопические силы, действующие на вещество, можно вывести из тензора напряжений Максвелла

$$t_{ij} = (4\pi)^{-1} \left[e_i e_j + b_i b_j - \frac{\delta_{ij}}{2} \left(e^2 + b^2 \right) \right], \tag{1}$$

выражающийся через микроскопические электрическое и магнитное поля $\mathbf{e}(\mathbf{r},t)$ и $\mathbf{b}(\mathbf{r},t)$.

Вычисление частной производной $\partial/\partial x_j$ от уравнения (1) приводит к микроскопическому закону сохранения импульса [20] и выражению для

плотности микроскопической силы Лоренца, действующей на микроскопические плотности заряда и тока ρ_{mic} и \mathbf{j}_{mic} :

$$\mathbf{f}_L = \rho_{mic} \mathbf{e} + \frac{1}{c} (\mathbf{j}_{mic} \times \mathbf{b}).$$
(2)

Таким образом, для периодических во времени электромагнитных волн можно вычислить среднюю полную силу, действующую на конечное тело в вакууме

$$\bar{\mathbf{F}}_{tot} = \int_{V} dV \ \bar{\mathbf{f}}_{L} = \int_{S} \bar{\mathbf{t}} \cdot d\mathbf{S},\tag{3}$$

где интегрирование происходит по объёму V, включающему частицу, и поверхности S, окружающей тело в вакууме, а черта означает усреднение по времени.

Макроскопическая теория давления света не может быть построена в общем случае простым усреднением приведённых выражений (1) и (2) из-за их квадратичной зависимости от микроскопических величин. Усреднение возможно только в рамках какой-то определённой модели среды, а результат будет зависеть от выбранной модели.

Возможность существования различных, формально самосогласованных подходов, связана с неоднозначностью разделения тензоров энергииимпульса среды и электромагнитного поля [13; 18], так как только полный тензор всей системы имеет ясный физический смысл. В **разделе 2.1** показано, что для формального удовлетворения законов сохранения достаточно учесть несколько общих ограничений, а именно, координатная часть тензора энергии-импульса — электромагнитный тензор напряжений (макроскопический аналог тензора напряжений Максвелла (1)), должен: 1) быть квадратичным по макроскопическим полям **E**, **H**, **D**, и **B**, 2) переходить в (1) в вакууме и 3) быть симметричным [20].

Для каждой такой билинейной формы $\mathbf{T}(\mathbf{E},\mathbf{H},\mathbf{D},\mathbf{B})$ можно записать уравнение закона сохранения импульса

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \bar{T}_{ij} = \bar{F}_{Li},\tag{4}$$

которое является также общим определением макроскопической силы давления света \mathbf{F}_L . Для конечного тела, окружённого поверхностью S, $\mathbf{T} = \mathbf{t}$ на S (в вакууме), и полная сила, вычисленная как $\int_V \bar{\mathbf{F}}_L dV$, всегда равна $\bar{\mathbf{F}}_{tot}$, полученной из уравнения (3), таким образом автоматически удовлетворяя закону сохранения импульса всей системы.

Используя макроскопические выражения для силы (4), можно рассмотреть элементарные взаимодействия света и среды и ввести подходящую плотность импульса электромагнитной волны, удовлетворяющую закону сохранения импульса. Оказывается, однако, что хотя все полученные формулировки будут корректны с точки зрения полной силы, действующей на тело в вакууме, распределение же сил в пространстве будет разным. Так, например, рассмотренные в работе [21] выражения для тензора напряжений и силы Лоренца подразумевают, что макроскопические поля действуют на макроскопические же плотности заряда и тока. На самом деле эти выражения не могут быть получены прямым усреднением (1) и (2) и обладают существенными недостатками. Данная сила отлична от нуля уже в случае суперпозиции двух электромагнитных волн одинаковой частоты, распространяющихся в противоположных направлениях внутри непоглощающей однородной среды, то есть обмен импульсом происходит в отсутствии реального взаимодействия. Такие «виртуальные» компоненты должны быть приняты во внимание, и вычисления становятся громоздкими, что ещё больше усугубляется при рассмотрении сред с отрицательным показателем преломления.

Намного более понятное описание получается, если использовать тензор напряжений вида

$$T_{ij} = (8\pi)^{-1} [E_i D_j + D_i E_j + H_i B_j + B_i H_j - \delta_{ij} \left(\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \right)], \quad (5)$$

использованный Рытовым [22]. Хотя сам по себе этот вид тензора напряжений неоднократно рассматривался наряду с другими (см., например, работу [17]), впервые в качестве основы универсального макроскопического описания давления света он был использован только в работе [A1], где исходя из него была получена фундаментальная связь между всеми основными величинами: плотностями импульса и потока импульса, групповой скоростью и силой давления света, а также рассмотрен случай сред с отрицательным показателем преломления.

Соответствующее выражение для макроскопической силы Лоренца будет выглядеть следующим образом

$$\mathbf{F} = (8\pi)^{-1} [\mathbf{D}(\nabla \cdot \mathbf{E}) + \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{H}) - \mathbf{E} \times rot\mathbf{D} - \mathbf{D} \times rot\mathbf{E} - \mathbf{H} \times rot\mathbf{B} - \mathbf{B} \times rot\mathbf{H}].$$
(6)

которая, как можно убедиться [A1], не приводит к возникновению «виртуальных» сил в прозрачной и изотропной среде, а в случае неоднородной среды всегда направлена противоположно градиентам ε и μ . Это выражение также приводит к определению импульса фотона в среде $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$, которое в случае слабо поглощающей среды означает, что поглощение кванта энергии $\hbar\omega$ соответствует поглощению кванта импульса $\hbar \mathbf{k}$.

Как показано в **разделе 2.2**, применение выражения (5) к средам с отрицательным показателем преломления приводит к ряду особенностей. Во-первых, вектор плотности импульса параллелен вектору Пойнтинга в обычной среде и антипараллелен в среде с отрицательным показателем преломления. Во-вторых, сила, действующая на границу раздела между обычной средой и средой с отрицательным показателем преломления всегда направлена в направлении последней. Для слоя непоглощающей среды



Рис. 1 — Сравнение оптических свойств массивов хиральных отверстий, полученных экспериментально с помощью спектроскопического эллипсометра и представленных в работе [10], с соответствующими,

полученными при моделировании методом FDTD: (а) экспериментальный (РЭМ изображение структуры на вставке) и (б) численный (3D-модель структуры на вставке) спектры пропускания линейно поляризованного света; КД и ОА, полученные экспериментально (в) и численно (г).

Аналитическая аппроксимация коэффициента пропускания (б) с помощью модели связанных мод (11) показана пунктирной линией.

с отрицательным показателем преломления, однако, силы на входной и выходной границах раздела частично компенсируют друг друга вследствие выполнения закона сохранения импульса системы. При поглощении фотона в отрицательно преломляющей среде сила направлена в направлении импульса $\hbar \mathbf{k}$, то есть в противоположную сторону относительно вектора Пойнтинга.

Третья глава посвящена численному моделированию оптических свойств хиральных наноструктур и построению аналитической модели возникновения экстремальной оптической хиральности [A2].

Субволновые массивы хиральных отверстий в тонких металлических плёнках при определённом соотношении геометрических параметров позволяют добиться экстремальных значений оптической хиральности [10]. Это означает, что ОА и КД принимают все значения из диапазона возможных значений (Рис. 1в) вплоть до максимальных, а именно: [-90°, 90°] для ОА и [-1,1] для КД.

В <u>разделе 3.1</u> изложен подход к численному моделированию оптических свойств хиральных плазмонных наноструктур и приведены результаты расчётов методом FDTD. Точное полномасштабное численное моделирование оптических характеристик плазмонных наноструктур оказывается сложной задачей даже при использовании высокопроизводительных рабочих станций и распределённых вычислений. Получение достоверных результатов расчётов оптических свойств плазмонных наноструктур методом FDTD достижимо только при уменьшении размера сетки вплоть до 1 нм и менее [23].

В представленной работе для FDTD моделирования использовался коммерческий пакет Speag SEMCAD X совместно с библиотекой Acceleware CUDA для ускорения расчётов с помощью GPGPU, так как вычисления производились на рабочей станции с графическим процессором Nvidia Tesla K40. Баланс производительности и сходимости был достигнут при шаге сетки в области плазмонной наноструктуры равном 1 нм. Для расчётов использовалась 3D-модель элементарной ячейки (Рис. 66), восстановленная с помощью ACM. Детали метода реконструкции формы структуры подробно рассмотрены в главе 5. Металл описывался как обладающий однородной, изотропной и локальной диэлектрической проницаемостью серебра [24].

В расчётах вычислялось пропускание вол
н с левой (LCP) и правой (RCP) круговой поляризацией, а КД и ОА были выражены через соответствующие амплитуды пропускания t_L
и t_R как

$$CD = \frac{|t_R|^2 - |t_L|^2}{|t_R|^2 + |t_L|^2}; \ OA = \frac{1}{2}(\arg t_L - \arg t_R),$$
(7)

где знак OA определён как и в эксперименте по измерению оптической хиральности прошедшего света [10], то есть положительные значения OA соответствуют вращению плоскости поляризации по часовой стрелке, если смотреть против направления распространения прошедшей волны.

Как видно на Рис. 1, результаты моделирования воспроизводят все основные особенности экспериментальных данных: КД имеет один выраженный пик, сопровождающийся скачком ОА на 180° на той же длине волны. Пропускание же, которое при расчётах падает ниже уровня в 1%, в эксперименте оказывается несколько выше. Это различие можно объяснить дополнительным пропусканием света сквозь дефекты реальной структуры.

Расчётные положения характерных спектральных особенностей систематически смещены на 50 нм в сторону коротких длин волн по сравнению с экспериментальными данными. Эти различия могут быть частично связаны с тем, что в оптическом эксперименте использовался свободноподвешенный образец с периодом 375 нм, а для восстановления формы структуры методом ACM — образец той же геометрии, но на подложке и с периодом 360 нм. С другой стороны, реальная дисперсия диэлектрической проницаемости серебряного образца тоже может отличаться от модельной.



Рис. 2 — Спектры поглощения волн с левой и правой круговой поляризацией, падающих с протравленной (а) и плоской (б) стороны массива хиральных отверстий, оптической активности (в) и кругового дихроизма (г), полученные из численного FDTD моделирования (сплошные линии), и их аналитическая аппроксимация с использование модели связанных мод (10), (11) (пунктирная линия).

Численное моделирование было выполнено для плоских волн, падающих как со стороны рельефа, так и с плоской стороны структуры. Соответствующие спектры поглощения света сильно отличаются и изображены на Рис. 2а-6. В первом случае (Рис. 2а) поглощение имеет выраженный резонанс в области 480 нм, обладающий хиральным расщеплением, то есть разницей в поглощении LCP и RCP падающего света. Также есть нехиральный резонанс при длине волны равной 415 нм. При падении с плоской стороны поглощение (Рис. 26) имеет хиральный резонанс с сильным расщеплением на тех же 480 нм и более слабый в области 373 нм, также обладающий слабым хиральным расщеплением. Стоит отметить отсутствие нехирального резонанса на длине волны 415 нм в случае падения с плоской стороны.

Очевидно, что характерное резонансное поведение спектров поглощения является следствием возбуждения резонансов в металлическом массиве хиральных отверстий, то есть их плазмонных резонансов. По результатам численного моделирования можно определить основные особенности резонансов: их положения и ширины не зависят от знака круговой поляризации. Последний определяет только высоту пиков поглощения, то есть силу возбуждения резонансов. **Раздел 3.2** посвящён анализу результатов численного моделирования исходя из принципов симметрии, обратимости и леммы Лоренца о взаимности, а также теории связанных мод (СМ).

Для массивов хиральных элементов удобнее использовать базис волн круговой поляризации с определённым знаком вращения, то есть с вектором электрического поля, вращающимся по часовой стрелке или против, если смотреть в направлении противоположном оси *z*. Соответствующие базисные единичные вектора выглядят следующим образом $\mathbf{e}_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{e}_x \mp i \mathbf{e}_y)$. В этом базисе «+» соответствует RCP волне, распространяющейся вдоль оси *z*, а LCP волне — против *z*. Соответственное для «-» — наоборот.

Используя формализм S-матрицы, можно показать, что ось симметрии четвёртого порядка накладывает существенные ограничения на свойства хиральных структур: 1) амплитуды пропускания волн одного знака вращения, падающие с разных сторон (то есть волны одной круговой поляризации), эквивалентны; 2) амплитуды отражения не зависят от знака вращения, то есть отражение ахирально; 3) в случае отсутствия потерь, система становится полностью обратимой, а её S-матрица унитарной, то есть $\hat{\mathbf{S}}^+\hat{\mathbf{S}} = 1$. Последнее требует выполнения $|t_R|^2 = |t_L|^2 = 1 - |r|^2 = 1 - |r'|^2$ (t_R и t_L — амплитуды пропускания RCP и LCP волн, а r и r' — амплитуды отражения при падении с разных сторон структуры), означающее отсутствие КД, однако OA может быть отличной от нуля вследствие разных фаз t_R и t_L .

Теория СМ, описывающая хиральное пропускание, имея много общего с обычной теорией СМ, должна в то же время учитывать особенности массива хиральных отверстий, а именно: 1) хиральность структуры и 2) возбуждение двух независимых резонансов на разных длинах волн. Тогда, введя амплитуды плазмонов как $\mathbf{p}_{\nu} = \begin{pmatrix} p_{\nu+} \\ p_{\nu-} \end{pmatrix}$, где индекс $\nu = 1,2$ обозначает плазмоны с разной резонансной длиной волны, а знак вращения плазмонов ± совпадает с обозначением знака вращения для собственных векторов в базисе круговых поляризаций, можно описать возбуждение плазмонов падающими плоскими волнами уравнением

$$\frac{d\mathbf{p}_{\nu}}{dt} = \sum_{\nu'=1,2} \hat{\mathbf{Q}}_{\nu\nu'} \mathbf{p}_{\nu'} + \hat{\mathbf{M}}_{\nu} \mathbf{a},\tag{8}$$

а излучение исходящий волн — уравнением

$$\mathbf{b} = \sum_{\nu=1,2} \hat{\mathbf{N}}_{\nu} \mathbf{p}_{\nu} + \hat{\mathbf{C}} \mathbf{a}.$$
 (9)

Здесь амплитуды падающих и исходящих волн обозначены как **a** и **b**, матрица $\hat{\mathbf{Q}}_{\nu\nu'}$ определяет спектр плазмонных резонансов и внутренний обмен энергии между ними, $\hat{\mathbf{C}}$ — матрица прямого пропускания, $\hat{\mathbf{M}}$ и $\hat{\mathbf{N}}$ — матрицы связи ν -плазмона с падающими и исходящими волнами, соответственно



Рис. 3 — 2D-хиральные отверстия в металлической плёнке. (а) 3D-модель отверстия в виде закрученного креста с радиусом закругления углов 10 нм. (б) Сечение распределения среднеквадратичного значения абсолютной величины электрического поля, полученное из FDTD моделирования и нормированное на амплитуду падающей LCP волны. (в) Схематичное изображение приповерхностного слоя толщиной 40 нм с изменённым на Δn показателем преломления.

(подробное описание вида и соотношений между матрицами изложено в тексте диссертации и работе [A2]).

Из системы уравнений (8) и (9) хиральной теории СМ можно получить частотные зависимости коэффициентов поглощения LCP и RCP волн

$$A = \frac{A_1 \gamma^{(1)^2}}{(\omega^{(1)} - \omega)^2 + \gamma^{(1)^2}} + \frac{A_2 \gamma^{(2)^2}}{(\omega^{(2)} - \omega)^2 + \gamma^{(2)^2}},$$
(10)

и соответствующие амплитуды пропускания

$$t_{R,L} = \tau + \frac{\gamma^{(1)} t_{1R,L}}{i(\omega^{(1)} - \omega) + \gamma^{(1)}} + \frac{\gamma^{(2)} t_{2R,L}}{i(\omega^{(2)} - \omega) + \gamma^{(2)}},$$
(11)

где $\omega^{(1,2)}$ и $\gamma^{(1,2)}$ это частоты и полуширины плазмонных резонансов, $A_{1,2}$ — их амплитуды, а $t_{1,2R,L}$ и τ — амплитуды резонансного и фонового пропускания. Таким образом, спектральное поведение коэффициента пропускания обладает частотной дисперсией характерной для резонансов типа Фано.

Выражения (10) и (11) были в последствии применены для аппроксимации данных численного моделирования. Соответствующие спектры КД и ОА, вычисленные аналитически (см. пунктирные линии на Рис. 2в-г), воспроизводят основные особенности результатов FDTD моделирования с хорошей точностью: пик КД и соответствующий скачок ОА расположены практически на той же длине волны и достигают тех же максимальных значений.

В **четвёртой главе** исследуется чувствительность плазмонного резонанса массивов наноотверстий к диэлектрическому окружению.



Рис. 4 — Влияние малых отклонений показателя преломления в 40 нм приповерхностном слое (см. Рис. 3в) на наблюдаемые оптические свойства массива 2D-хиральных отверстий. Изображены коэффициент пропускания линейно поляризованного света (а), круговой дихроизм (б) и оптическая активность (в) с указанием соответствующих значений отклонения показателя преломления.

Раздел 4.1 посвящён исследованию хирального оптического отклика от планарного массива 2D-хиральных наноотверстий (Рис. 3a) [A5] с периодом 240 нм в серебряной плёнке толщиной 100 нм. Вся структура была помещена в изначально симметричное окружение — среду с показателем преломления $n_b = 1.5$. Из-за наличия плоскости зеркальной симметрии, совпадающей с центральной плоскостью массива, оптическая хиральность в такой системе запрещена.

Для исследования влияния малой асимметрии диэлектрического окружения было выполнено численное FDTD моделирование пропускания при разных отклонениях Δn значения диэлектрической проницаемости от фона в тонком приповерхностном слое толщиной 40 нм (Рис. 36-в), технические детали расчётов при этом аналогичны изложенным в разделе 3.1. Результаты моделирования показывают, что уже при $\Delta n = 1\%$ ОА и КД достигают 1° и 0.05 (Рис. 46-в), соответственно, в то время как уровень пропускания меняется несильно (Рис. 4а).

Анализ численных результатов показал, что в исследованном диапазоне амплитуды ОА и КД зависят линейно от Δn в соответствии с эмпирическим правилом:

$$\max |CD| = \alpha |\Delta n|, \ \max |OA| = \beta |\Delta n|. \tag{12}$$

с параметрами $\alpha \approx 6$ и $\beta \approx 110^{\circ}$.

Такая сильная чувствительность массива 2D-хиральных отверстий к асимметрии диэлектрического окружения позволяет предположить возможность механизма нарушения зеркальной симметрии за счёт нелинейности. Из распределения электрических полей, изображённого на Рис. 36, видно, что диэлектрическая среда с разных сторон отверстия подвергается воздействию существенно различающихся по величине ближних полей. Таким образом, принимая во внимание нелинейный вклад в коэффициент преломления диэлектрика от эффекта Керра $n(\mathbf{r}) = n_b + \kappa I(\mathbf{r})$ и учитывая эмпирические зависимости (12), можно оценить величины ОА и КД, возникающие вследствие нелинейного нарушения симметрии

$$CD_{nl} = \alpha \kappa \xi^2 I_0, \ OA_{nl} = \beta \kappa \xi^2 I_0, \tag{13}$$

где I_0 это интенсивность света, падающего на массив, а ξ — коэффициент усиления ближних полей, то есть среднеквадратичное значение абсолютной величины электрического поля в окрестности структуры, нормированное на амплитуду падающей волны. Используя результат моделирования Рис. 36, можно оценить $\xi^2 \approx 10$. Далее, принимая во внимание приведённые ранее значения параметров α и β и значение $\kappa \approx 5 \cdot 10^{-14}~{\rm см}^2/{\rm BT}$ как типичное, например, для нелинейности кремния, можно получить, что падающий свет интенсивности $I_0 = 10~{\rm FBT/cm}^2$ приводит к нелинейному нарушению симметрии, достаточному для возникновения $CD_{nl} \approx 0.03$ и $OA_{nl} \approx 0.5^\circ.$

Раздел 4.2 посвящён исследованию преимуществ массивов плазмонных круговых наноотверстий для оптической диагностики молекулярной хиральности [А3]. В частности, сравнивается эффективность массивов 3D-хиральных отверстий сложной формы (аналогичных рассмотренным в главе 3) и простых цилиндрических отверстий. Используя моделирование методом FDTD, характерные размеры массивов были подобраны так, чтобы: 1) отсутствовала дифракция в видимом диапазоне длин волн и 2) массивы отверстий обоих типов имели схожие характеристики пропускания, а именно одинаковый минимальный коэффициент пропускания. Было найдено, что таким условиям удовлетворяют массивы отверстий, расположенных по квадратной решётке с периодом 240 нм в серебряной плёнке толщиной 100 нм, при этом цилиндрические отверстия имели диаметр 190 нм с металлическими гранями закруглёнными радиусом 10 нм, а для массива хиральных отверстий была взята модель элементарной ячейки (Рис. 66) из главы 3, сжатая до соответствия заданным периоду и толщине. Вся структура погружена в диэлектрическую среду без потерь с показателем преломления $n_d = 1.5$ (диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_d = 2.25$).

Для исследования чувствительности плазмонных массивов к хиральному окружению был введён слой с естественной ОА кварца, которая определяется константой гиротропии $\alpha = \alpha_Q \simeq 1.5 \cdot 10^{-3}$ нм и входит в материальные уравнения следующим образом [25]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_d \left(\mathbf{E} + \alpha \cdot rot \mathbf{E} \right), \mathbf{B} = \mathbf{H} + \alpha \cdot rot \mathbf{H}.$$
(14)

Естественная ОА такого слоя толщиной 20 нм не превосходит 0.001°.

Численное моделирование для массива цилиндрических отверстий выявило резонансное усиление оптической хиральности слоя в области длин волн, соответствующей плазмонному резонансу отверстия. КД и



Рис. 5 — Спектры КД (а) и ОА (б) массива цилиндрических отверстий с оптически активным слоем толщиной 20 нм. Положения слоя указаны (в нм) относительно центральной плоскости массива (z = 0). Точечная серая линия в (б) обозначает естественную ОА слоя.

ОА достигают измеримых современными методами значений в несколько миллиградусов на фоне изначально отсутствующего КД и практически нулевой ОА, демонстрируя при этом сильную пространственную зависимость (Рис. 5). Использование массивов отверстий хиральной формы также приводит к усилению естественной ОА слоя, однако происходит это на фоне сильной резонансной оптической хиральности самой структуры.

Таким образом, найдено значительное улучшение эффективности детектирования молекулярной хиральности благодаря плазмонному резонансу отверстий. При этом простые геометрии, такие как цилиндрические отверстия, не только не проигрывают хиральным структурам сложной формы, но даже упрощают задачу детектирования, так как резонансное усиление оптической хиральности происходит на изначально нулевом фоне.

Пятая глава посвящена описанию метода обработки исходных данных ACM и восстановления реальной формы плазмонных наноструктур [A4].

С помощью высокоточного ACM исследования можно получить изображение поверхности наноструктуры с нанометровым разрешением. Однако, полученные данные будут содержать структурные дефекты и систематические искажения (Рис. 6а) вследствие конечных размеров острия зонда (получаемое изображение представляет собой свёртку формы зонда и локального профиля поверхности). Более того, моделирование пропускания света сразу всей структурой потребует огромных вычислительных мощностей, а использование одной произвольно взятой элементарной ячейки не позволит добиться достоверных результатов, так как она может содержать дефекты и, как правило, сильно отличается от остальных. Таким образом, в случае исследования периодических наноструктур с заданной вращательной симметрией (например, массив хиральных отверстий



Рис. 6 — Исходные данные ACM исследования с использованием прямого зонда (a) и соответствующая 3D-модель усреднённой элементарной ячейки (б), размеры модели 360 × 360 × 270 нм.

из главы 3) оказывается важнее получить усреднённую модель элементарной ячейки, содержащую в себе все периодические особенности структуры, но лишённую случайных искажений, которую затем можно будет использовать при численном моделировании с периодическими граничными условиями.

В разделе 5.1 рассматривается обработка данных ACM, полученных с помощью прямого зонда. Так как острие зонда имеет конечные размеры, то это неизбежно приводит к искажению измеряемой формы по сравнению с реальной структурой: наклонные поверхности становятся более пологими, отверстия сужаются. В эксперименте использовались зонды с радиусом закругления острия зонда 10 нм, поэтому на первом шаге постобработки, этот эффективный радиус был вычтен из исходных данных ACM вдоль направления нормали к поверхности металла.

Далее, дискретное преобразование Фурье было использовано для автоматического определения периода квадратной решётки, что затем позволило разрезать исходные данные на изображения отдельных элементарных ячеек. Усреднение по всем элементарным ячейкам было произведено в два этапа: 1) вычисление среднего по всем ячейкам и 2) та же процедура, но отбрасывая ячейки с максимальным отклонением от среднего. Для точного соответствия вращательной симметрии четвёртого порядка полученная элементарная ячейка была ещё раз усреднена с самой собой, но повёрнутой на 90°, 180° и 270°, а для обеспечения точной периодичности противоположные участки поверхности ячейки были подвержены процедуре сшивки вместе с их первыми производными.

Полученная в результате 3D-модель (Рис. 66) строго периодична, обладает заданной вращательной симметрией и может быть использована в численном моделировании с периодическими граничными условиями. Однако, даже после всех шагов алгоритма пост-обработки, отверстие структуры оказывается уже, а наклонные поверхности — более пологими.



Рис. 7 — (а) Процедура усреднения данных ACM, полученных наклонным зондом. Окончательное изображение собирается из наилучшим образом разрешённых участков нескольких изображений. (б) Трёхмерная модель элементарной ячейки, построенной по усреднённым изображениям ACM, полученным с помощью наклонного зонда, размеры модели 360 × 360 × 270 нм.

Это происходит из-за множественных касаний зонда ACM при исследовании структур с большим аспектным отношением, что приводит к появлению «слепых» зон, то есть областей, информация о форме которых безвозвратно потеряна. Такие «слепые» зоны могут быть разрешены с помощью наклонного зонда ACM.

В разделе 5.2 изложен процесс обработки данных, полученных с помощью наклонного зонда ACM. Наклонный зонд помогает точнее восстановить участки поверхности структуры с большим перепадом высот, однако приводит к возникновению множественных касаний в других местах, поэтому изображение там оказывается хуже, чем при использовании прямого зонда (Рис. 7а). Так, для полной реконструкции формы сложной поверхности с вращательной симметрией четвёртого порядка нужно провести четыре независимых ACM исследования с направлением наклона зонда в четырёх взаимно-перпендикулярных направлениях относительно структуры.

Обработка таких данных имеет существенное отличие, так как для каждой элементарной ячейки структуры имеется не одно, а несколько изображений. Поэтому при пост-обработке данных использовалось не простое усреднение по всем изображениям, а взвешенное, учитывающее только хорошо разрешённые участки каждого изображения (Рис. 7а). Эффективно это выражалось в том, что в каждой точке больший вес имели значения с наименьшей высотой. Усреднённая элементарная ячейка имеет выраженное центральное круговое отверстие с практически отвесными стенками (Рис. 7б) и больше похожа на изображение структуры, полученное с помощью растровой электронной микроскопии (см. [10]). Все трёхмерные модели элементарных ячеек были получены при использовании результатов пост-обработки данных ACM как топографических карт высоты и пакета трёхмерного моделирования с открытым исходным кодом Blender.

В <u>заключении</u> обобщены результаты исследования и приведено их сравнение с работами других авторов.

Основные результаты работы можно кратко сформулировать следующим образом:

- Показано, что хотя существует множество способов описать обмен импульсом между электромагнитной волной и макроскопической средой, можно сформулировать универсальный подход, обеспечивающий универсальное и физически непротиворечивое описание взаимодействия света и среды;
- 2. Сила давления света на границе обычной среды и среды с отрицательным показателем преломления всегда направлена в сторону последней. Для слоя отрицательно преломляющей среды в отсутствии затухания силы, действующие на входе и выходе из слоя, частично компенсируются, обеспечивая выполнение закона сохранения суммарного импульса. В поглощающей отрицательно преломляющей среде сила направлена в обратную сторону относительно вектора Пойнтинга;
- Обработка данных, полученных с помощью наклонного зонда при ACM исследовании в нескольких разных направлениях, усовершенствованным алгоритмом, сохраняющим только хорошо разрешённые на каждом изображении элементы структуры, позволяет получить качественную 3D-модель элементарной ячейки;
- 4. Результаты FDTD моделирования с использованием 3D-модели элементарной ячейки реальной наноструктуры воспроизводят наблюдаемые особенности экстремальной оптической хиральности. Небольшое количественное расхождение объясняется различием между частотной дисперсией диэлектрической проницаемости модельного серебра и реального образца, характеристики которого также меняются со временем;
- 5. Теория связанных мод воспроизводит данные численного моделирования и указывает на механизм возникновение экстремальной оптической хиральности как следствия возбуждения двух плазмонных резонансов и соответствующего резонансного пропускания типа Фано. Резонансное поведение пропускание является следствием интерференции двух каналов: слабого ахирального фонового пропускания и резонансного хирального;
- 6. Массив 2D-хиральных отверстий в симметричном окружении не обладает собственной оптической хиральностью в силу присутствия плоскости симметрии, но высокая чувствительность к

асимметрии диэлектрического окружения позволяет получить наблюдаемые значения ОА и КД при относительной разнице в диэлектрической проницаемости с разных сторон структуры всего в несколько процентов. Данный результат позволяет предложить механизм нарушения зеркальной симметрии за счёт нелинейности при погружении 2D-хиральной структуры в среду с, например, выраженным эффектом Керра;

 Массивы круговых наноотверстий в серебре позволяют усилить естественную ОА тонкого слоя гиротропной среды в 10 раз за счёт возбуждения плазмонного резонанса структуры.

Публикации автора по теме диссертации

В изданиях из списка ВАК РФ

- A1. Gorkunov, M. V. Macroscopic view of light pressure on a continuous medium / M. V. Gorkunov, A. V. Kondratov // Physical Review A. 2013. T. 88, № 1. C. 011804.
- A2. Extreme optical chirality of plasmonic nanohole arrays due to chiral Fano resonance / A. V. Kondratov, M. V. Gorkunov, A. N. Darinskii, R. V. Gainutdinov, O. Y. Rogov, A. A. Ezhov, V. V. Artemov // Physical Review B. 2016. T. 93, № 19. C. 195418.
- A3. Gorkunov, M. V. Enhanced sensing of molecular optical activity with plasmonic nanohole arrays / M. V. Gorkunov, A. N. Darinskii, A. V. Kondratov // Journal of the Optical Society of America B. $-2017.-{\rm T.}$ 34, \mathbb{N} 2. $-{\rm C.}$ 315.
- A4. Kondratov, A. V. AFM reconstruction of complex-shaped chiral plasmonic nanostructures / A. V. Kondratov, O. Y. Rogov, R. V. Gainutdinov // Ultramicroscopy. 2017. T. 181. C. 81-85.

В сборниках трудов конференций

- A5. Plasmonic hole arrays with extreme optical chirality in linear and nonlinear regimes / M. V. Gorkunov, A. V. Kondratov, A. N. Darinskii, V. V. Artemov, O. Y. Rogov, R. V. Gainutdinov // Proc. SPIE. - 2016. -T. 9883, Metamaterials X. - 98830E.
- A6. Gorkunov, M. V. Light pressure on right-handed and left-handed continuous media / M. V. Gorkunov, A. V. Kondratov // Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics. — 2013. — C. 403—405.
- A7. Kondratov, A. V. Chiral Localized Plasmon Resonances Leading to Extreme Optical Chirality / A. V. Kondratov, M. V. Gorkunov // Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS), Session 4P1 Metamaterials and Plasmonics. - 2015. - C. 2012.

- A8. Plasmonic nature of extreme optical chirality of subwavelength hole arrays / A. V. Kondratov, M. V. Gorkunov, R. V. Gainutdinov, O. Y. Rogov // Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics. - 2015. - C. 85-87.
- A9. Kondratov, A. V. Optical chirality of 2D- and 3D-chiral metal hole arrays / A. V. Kondratov, M. V. Gorkunov, A. N. Darinskii // Days of Diffraction, Metasurfaces. — 2016.

Список литературы

- Cai, W. Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications / W. Cai, V. Shalaev. - New York : Springer, 2010. - C. 59-136.
- Boltasseva, A. Fabrication of optical negative-index metamaterials: Recent advances and outlook / A. Boltasseva, V. M. Shalaev // Metamaterials. - 2008. - T. 2, № 1. - C. 1-17.
- Kauranen, M. Nonlinear plasmonics / M. Kauranen, A. V. Zayats // Nature Photonics. - 2012. - № 6. - C. 737-748.
- 4. Emerging chirality in nanoscience / Y. Wang, J. Xu, Y. Wang, H. Chen // Chem. Soc. Rev. 2013. T. 42, № 7. C. 2930-2962.
- Miniature chiral beamsplitter based on gyroid photonic crystals / M. D. Turner, M. Saba, Q. Zhang, B. P. Cumming, G. E. Schröder-Turk, M. Gu // Nature Photonics. — 2013. — T. 7, № 10. — C. 801–805.
- 6. Brolo, A. G. Plasmonics for future biosensors / A. G. Brolo // Nature Photonics. 2012. \mathbb{N} 6. C. 709–713.
- Tang, Y. Optical Chirality and Its Interaction with Matter / Y. Tang, A. E. Cohen // Phys. Rev. Lett. - 2010. - T. 104, № 16.
- Maslovski, S. I. Symmetry and reciprocity constraints on diffraction by gratings of quasi-planar particles / S. I. Maslovski, D. K. Morits, S. A. Tretyakov // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. - 2009. - T. 11. -C. 074004.
- Elevating optical activity: Efficient on-edge lithography of threedimensional starfish metamaterial / K. Dietrich, C. Menzel, D. Lehr, O. Puffky, U. Hubner, T. Pertsch, A. Tunnermann, E.-B. Kley // Appl. Phys. Lett. - 2014. - T. 104. - C. 193107.
- Extreme optical activity and circular dichroism of chiral metal hole arrays / M. V. Gorkunov, A. A. Ezhov, V. V. Artemov, O. Y. Rogov, S. G. Yudin // Appl. Phys. Lett. - 2014. - T. 104, № 22. - C. 221102.
- Implications of the causality principle for ultra chiral metamaterials / M. V. Gorkunov, V. E. Dmitrienko, A. A. Ezhov, V. V. Artemov, O. Y. Rogov // Sci. Rep. - 2015. - T. 5, № 9273. - C. 9273.
- Lebedew, P. Untersuchungen über die Druckkräfte des Lichtes / P. Lebedew // Ann. Phys. — 1901. — T. 311, № 11. — C. 433—458.

- Ginzburg, V. L. The laws of conservation of energy and momentum in emission of electromagnetic waves (photons) in a medium and the energymomentum tensor in macroscopic electrodynamics / V. L. Ginzburg // Soviet Physics Uspekhi. - 1973. - T. 16, № 3. - C. 434-439.
- 14. Веселаго, В. Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ / В. Г. Веселаго // УФН. 1967. Т. 92. С. 517—526.
- Мандельштам, Л. И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике / Л. И. Мандельштам ; под ред. С. М. Рытова. — Издательство «Наука», 1972.
- Optical Negative Refraction in Bulk Metamaterials of Nanowires / J. Yao, Z. Liu, Y. Liu, Y. Wang, C. Sun, G. Bartal, A. M. Stacy, X. Zhang // Science. - 2008. - T. 321, № 5891. - C. 930-930.
- Kemp, B. A. Resolution of the Abraham-Minkowski debate: Implications for the electromagnetic wave theory of light in matter / B. A. Kemp // Journal of Applied Physics. - 2011. - T. 109, № 11. - C. 111101.
- Colloquium: Momentum of an electromagnetic wave in dielectric media / R. N. C. Pfeifer, T. A. Nieminen, N. R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop // Reviews of Modern Physics. — 2007. — T. 79, № 4. — C. 1197—1216.
- Plasmon-assisted optical trapping and anti-trapping / A. Ivinskaya, M. I. Petrov, A. A. Bogdanov, I. Shishkin, P. Ginzburg, A. S. Shalin // Light: Science & Applications. - 2017. - T. 6, № 5. - e16258.
- 20. Jackson, J. D. Classical Electrodynamics / J. D. Jackson. New York : Wiley, 1999.
- 21. Mansuripur, M. Radiation pressure and the linear momentum of the electromagnetic field / M. Mansuripur // Opt. Express. 2004. T. 12, M 22. C. 5375.
- 22. *Рытов, С. М.* Некоторые теоремы о групповой скорости электромагнитных волн / С. М. Рытов // ЖЭТФ. — 1947. — Т. 17, № 10. — С. 930.
- On the convergence and accuracy of the FDTD method for nanoplasmonics / A. C. Lesina, A. Vaccari, P. Berini, L. Ramunno // Opt. Expr. - 2015. - T. 23. - C. 8.
- Lynch, D. W. Handbook of Optical Constants of Solids, edited by E.D. Palik / D. W. Lynch, W. R. Hunter. — New York : Academic, 1985.
- 25. *Федоров, Ф. И.* Теория гиротропии / Ф. И. Федоров. «Наука и техника», 1976.