

УДК 535.3
ББК 22.343
ГРНТИ 29.31.21
ВАК 01.04.05

Исследование оптических свойств границы раздела между воздухом и нанокompозитной средой с экстремально низким показателем преломления

К. К. Алтунин , Е. С. Штром  ¹

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

Поступила в редакцию 16 ноября 2020 года
После переработки 30 ноября 2020 года
Опубликована 12 декабря 2020 года

Аннотация. Рассматриваются оптические свойства границы раздела между воздухом и нанокompозитной средой, активированной металлическими наночастицами. Проведены численные расчёты эффективного показателя преломления и эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозитной среды с металлическими наночастицами. Построены графики зависимостей эффективного показателя преломления и эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозитной среды с металлическими наночастицами от длины волны внешнего оптического излучения. Проведены численные расчёты энергетических коэффициентов оптического отражения и оптического пропускания нанокompозитной среды с металлическими наночастицами. Построены графики зависимостей энергетических коэффициентов оптического отражения и оптического пропускания нанокompозитной среды с металлическими наночастицами от длины волны внешнего оптического излучения. При определённых параметрах матрицы и системы наноразмерных включений нанокompозитная среда обладает экстремально низким значениями эффективного показателя преломления. Показано, что, изменяя параметры нанокompозитной среды, можно добиться увеличения отражательной способности нанокompозитной среды, что позволяет использовать исследуемые нанокompозитные среды в качестве высокоэффективных антипросветляющих покрытий.

Ключевые слова: наноматериал, нанокompозитная среда, оптическое излучение, оптические свойства, оптическое пропускание, оптическое поглощение, показатель преломления

Введение

В последнее время в оптике большое влияние уделяется свойствам наноматериалов. Интерес к наноматериалам обусловлен в первую очередь их уникальными размерами и формами. Наибольший интерес вызывают электронные, механические, оптические и химические свойства наноматериалов потому, что они открывают перспективу для будущих применений как в теории, так и на практике.

¹E-mail: shtrom98@mail.ru

В настоящее время интенсивно развиваются современные теоретические подходы для описания физических свойств разнообразных наноматериалов и наносистем. В оптике наибольший интерес вызывают наносистемы из нанокompозитных материалов с металлическими наночастицами.

Целью исследования является теоретическое описание и объяснение некоторых оптических свойств наносистем из наноматериалов, обладающих экстремально низким эффективным показателем преломления.

В работе рассматриваются наносистемы из наноматериалов, обладающих экстремально низким эффективным показателем преломления.

Задачи исследования:

1. написание обзора научной литературы по физическим свойствам наноматериалов,
2. построение теоретической модели оптических свойств наноматериалов, обладающих экстремально низким эффективным показателем преломления,
3. проведение численных расчётов оптических характеристик наносистем из наноматериалов, обладающих экстремально низким эффективным показателем преломления.

Объектом исследования является наносистема из нанокompозитных материалов.

Предметом исследования являются оптические процессы в наносистемах из нанокompозитных материалов.

Гипотеза исследования состоит в том, что за счёт изменения геометрической конфигурации нанокompозита можно увеличить оптическое отражение границы раздела с нанокompозитной средой, обладающей экстремально низким эффективным показателем преломления.

Методами исследования являются теоретические и численные методы оптики, методы программирования теоретических задач современной оптики наноструктур.

Материалами исследования выбраны наноматериалы, обладающие экстремально низким эффективным показателем преломления, которые находящиеся во внешнем непрерывном или импульсном поле оптического излучения.

Обзор научных работ по физическим свойствам наносистем и нанокompозитных материалов

Наноматериалы, проявляющие высокую отражательную способность для внешнего оптического излучения, представляют общий интерес в науке и технике. Распространение и рассеяние электромагнитных волн в неупорядоченных средах является важной темой во многих областях науки.

Самым простым подходом для классификации наноматериалов являются классификация наноматериалов по геометрическим размерами характерных наносистем, составляющих наноструктуры. Согласно такому подходу наноматериалы с характерным размером микроструктуры от 1 до 100 нм называются наноструктурными (или по другому нанофазными, нанокристаллическими, супрамолекулярными) материалами.

Хотя в последнее время были проведены обширные экспериментальные и теоретические работы для понимания баллистического и диффузионного фононного транспорта в наноматериалах [1–3], непосредственное наблюдение температуры и термической неравновесности различных фононных мод не было реализовано. В статье [4] разработан метод в рамках молекулярной динамики для расчёта температуры фононов как в реальном, так и в фазовом пространствах. Взяв в качестве примера тонкую плёнку кремния и графен, непосредственно получена спектральная температура фононов и

наблюдается локальная тепловая неравновесность между баллистическими и диффузионными фононами. Транспортировка фононов приводит к рассеиванию и экранированию тепла, термоэлектрическому преобразованию энергии, накоплению и сохранению энергии. Благодаря достижениям нанотехнологий в настоящее время устройства развиваются в направлении меньших размеров, которые могут быть даже меньше, чем длина свободного пробега фононов. В этом случае фононы становятся баллистическими и могут путешествовать без рассеяния или рассеяния энергии. Поэтому в последнее время обширные экспериментальные и теоретические работы были сосредоточены на изучении баллистического и диффузионного переноса фононов в наноматериалах, таких как кремний [5–9], кремний с отверстиями [10], кремниевая наносетка [11, 12], сверхрешётки [12–14], нанопроволоки из сплава SiGe [15].

В статье [16] ведётся речь о наноразмерных монокристаллах, обладающих модифицированными фононными дисперсиями благодаря усечению кристалла. Введение поверхностей изменяет заселённость фононов относительно объёма и вводит анизотропию, возникающую из-за нарушения трансляционной симметрии.

В статье [17] сообщается о результатах исследований по отражению нейтронов низкой энергии от порошков детонационных наночастиц алмаза.

В статье [18] описаны результаты измерения теплопередачи через контакты между отдельными многослойными углеродными нанотрубками, которые показывают, что, вопреки общему ожиданию, нормализованная теплопроводность контакта на единицу площади линейно зависит от диаметра нанотрубки. Результат подтверждается и распространяется на многослойные графеновые наноленты посредством моделирования молекулярной динамики. Полуколичественный анализ показывает, что эти интригующие наблюдения согласуются с объяснением, основанным на неожиданно большой длине свободного пробега фононов в направлении c -оси графита, отражении фононов на свободных поверхностях и фокусировке фононов в высокоанизотропных графитовых материалах. Углеродные нанотрубки и графен привлекают огромное внимание благодаря своим превосходным свойствам и перспективным применениям в энергетике, микроэлектронике и биотехнологии [19, 20].

Помимо оптически доступных ярких экситонных состояний, в также имеется множество оптически запрещённых тёмных экситонов дихалькогенидов переходных металлов. Экситоны доминируют в оптических свойствах однослойных дихалькогенидов переходных металлов [21].

В статье [22] сообщается об исследовании эволюции размеров решёточной динамики в спиновых координационных наночастицах. С помощью измерений ядерного неупругого рассеяния. Вибрационные свойства в этих бистабильных молекулярных материалах имеют первостепенное значение, и ядерного неупругого рассеяния позволяет получить доступ к частичной колебательной плотности состояний в обоих спиновых состояниях, из которых можно извлечь термодинамические и механические свойства.

Сверхкороткие импульсные лазеры являются эффективными инструментами для использования в широком спектре наномасштабных применений, начиная от точной обработки наноматериалов, до нанесения нанокompозитов, до диагностики для наблюдения транспортных свойств в атомистических масштабах времени и длины. Одним из критических предостережений этих приложений является прогнозирование и контроль температуры материалов после поглощения лазерного импульса. При относительно низких поглощенных мощностях лазера температуру можно определить по отражённой энергии лазерного импульса от поверхности образца, поскольку отражательная способность и изменение температуры линейно связаны. Однако, поскольку лазерные импульсы становятся более мощными, вызывая тем самым большие изменения температуры, а материалы продолжают уменьшаться по характерным длинам, вызывая тем

самым интерференцию подложки, влияющую на поглощенную энергию, определение температуры по отражательной способности становится более сложным, чем традиционно предполагаемое линейное соотношение. В работе [23] разработана модель отражательной способности, которая учитывает большие флуктуации температуры в тонкоплёночных металлах, используя температурные зависимости внутризонных («свободных» электронов) и межзонных («связанных» электронов) диэлектрических функций и теорию множественного отражения. Используются электрон-электронное, электрон-фононное и электрон-субстратное рассеяние, а изменение отражательной способности как функция этих различных событий рассеяния изучается в случае как внутризонных, так и межзонных возбуждений. Эта термоотражающая модель сравнивается с данными термоотражения на тонких плёнках золота [23].

В статье [3] обсуждается передача волны через материальную границу раздела сред, описанная при помощи коэффициентов передачи Френеля, невязанной и явно нарушающей закон сохранения энергии. В оптически поглощающей или усиливающей линейной среде плотность потока энергии оптических волн обычно периодически модулируется в пространстве.

Атомно-тонкий дисульфид молибдена становится новым наноматериалом с потенциальными приложениями в области электроники и фотоники. Динамика носителей заряда играет существенную роль в определении его электронных и оптических свойств. В статье [24] сообщается об исследованиях пространственно и временно разрешённых примесных носителей заряда в атомарно тонких образцах дисульфида молибдена, полученных механическим отслаиванием. Носители вводятся путём межзонного поглощения импульса накачки с длиной волны 390 нм и детектируются путём измерения дифференциального отражения задержанного во времени и пространственно сканированного зондирующего импульса, который настроен на экситонный переход. Выводятся несколько параметров динамики носителей заряда, включая время жизни носителей, коэффициент диффузии, длину диффузии и подвижность.

В статье [25] говорится о том, что время как влияние деформации на структуру электронных зон интенсивно изучалось, существует лишь несколько работ по его влиянию на оптические свойства однослойных дихалькогенидов переходных металлов.

В статье [17] сообщается о результатах текущих исследований по отражению нейтронов низкой энергии от порошков детонационных наночастиц алмаза.

В статье [26] выполнена сверхбыстрая накачка плазмонных структур за пределами режима возмущения возбуждения. В качестве прототипа были выбраны диспергированные в воде золотые наностержни, которые демонстрируют как продольный, так и поперечный плазмонные резонансы. В частности, наблюдаются более сильные эффекты насыщения для высокоэнергетического поперечного плазмонного резонанса по сравнению с низкоэнергетическим продольным. Данное поведение хорошо отражено в трёхтемпературной модели и понимается с точки зрения нелинейности механизма размытия Ферми, определяющего оптическую нелинейность наноматериалов из благородных металлов. Данные результаты подчеркивают универсальную динамику насыщения в переходном оптическом отклике фотонных структур с усилением плазмона, возбуждаемых интенсивными световыми пучками, с потенциальным воздействием на многие области применения, от полностью оптической модуляции света до фотогальваники и фотокатализа.

Исследование наноматериалов представляют значительный интерес с учётом возможного применения в наноразмерной оптоэлектронике и солнечной энергетике. Одно из основных направлений развития электромагнитных наноматериалов заключается в разработке наноструктур, которые характеризуются малыми значениями диэлектрической проницаемостью и магнитной проницаемостью в ответ на воздействие элек-

трических и магнитных полей. Область исследования наноматериалов развивается, в частности, из-за интереса для потенциальных применений в поисках идеальной линзы [27], устройствах с замедлением света [28], наноматериалах с отрицательным диэлектрической проницаемостью и магнитной проницаемостью [29], наноматериалах с отрицательным показателем преломления [30]. Известен эффект усиления действующего электромагнитного поля вблизи поверхности металлических наночастиц [31], позволяющий создавать лазерные среды в виде композитов из лазерно-активных молекул на поверхности наночастиц. Композитные среды с наночастицами благородных металлов представляют большой практический интерес при разработке быстродействующих оптических переключателей. Линейные и нелинейные оптические свойства таких сред определяются плазмонным резонансом металлических наночастиц и свойствами прозрачной матрицы. При наличии у наночастицы внутренней структуры, например, диэлектрического ядра, появляются дополнительные возможности управления её оптическими свойствами — спектральным положением плазмонного резонанса и характером оптического отклика на внешнее воздействие. Это объясняет большое количество экспериментальных и теоретических исследований таких наноструктур в последние годы.

В настоящее время интенсивно исследуются технологии получения и физические свойства новых искусственных наноматериалов и метаматериалов с атомными кластерами [32, 33] и металлическими наночастицами [34–37]. Некоторые из новых наноматериалов с усиленным оптическим пропусканием [34, 35], наноматериалов с квази нулевым показателем преломления [38] и наноматериалов с сильно отрицательными значениями комплексного показателя преломления [39] могут быть использованы в наноразмерных оптоэлектронных устройствах с управлением при помощи излучения оптического диапазона.

Результаты расчёта энергетических коэффициентов Френеля для границы раздела между воздухом и нанокompозитом

Рассмотрим оптические свойства нанокompозитной среды, состоящей из металлических наночастиц, расположенных в узлах трёхмерной решётки и внедрённых в диэлектрическую матрицу. Для описания оптических свойств нанокompозитной среды разработан метод [38, 39], учитывающий эффекты запаздывания при взаимодействии наночастиц с оптическим излучением. В пределе пренебрежимо малых расстояний между наночастицами по сравнению с длиной волны полученные результаты совпадают с результатами теории Максвелла–Гарнетта [34, 35].

Рассмотрим случай одной границы раздела между полубесконечными средами, из которых одна является нанокompозитной средой. Основными оптическими параметрами сред в немагнитном приближении являются эффективные комплексные показатели преломления, учитывающие возможность среды к поглощению оптического излучения в случае поглощающей среды и возможность активной среды к усилению оптического излучения.

Среду, расположенную в положительной области значений декартовой координаты z будем нумеровать номером $j = 0$. Среду, расположенную в отрицательной области значений декартовой координаты z будем нумеровать номером $j = 1$. Предположим, что в следствие анизотропии среды 1 из-за наличия включений металлических наночастиц в матрицу существует возможность множественных отражённых и преломлённых волн в следствие диффузного характера границы раздела двух сред. Это предположение приводит к необходимости учёта разброса значений комплексного показателя преломления среды 1. Для вычисления эффективного показателя преломления предполагается использовать формулы смешения и алгоритмы теории гомогенизации. Теория гомогенизации среды позволяет обойтись без применения тензорного исчисления для

расчёта тензоров величин, характеризующих анизотропные свойства неоднородной среды. В теории гомогенизации вместо анизотропной среды нанокompозита, состоящего из матрицы и системы наноразмерных включений, вводится эффективная сплошная среда, характеризующаяся эффективным комплексным показателем преломления. Указанная процедура позволяет производить расчёт по классическим формулам Френеля для оптики сплошных сред.

Задача расчёта оптических характеристик рассматриваемой системы, содержащей нанокompозитные среды, сводится к вычислению амплитудных коэффициентов Френеля $r_{01}^s, t_{01}^s, r_{01}^p, t_{01}^p, r_{01}, t_{01}$ и энергетических коэффициентов Френеля $R_{01}^s, T_{01}^s, R_{01}^p, T_{01}^p, R_{01}, T_{01}$. Амплитудный коэффициент Френеля для отражения s -поляризованного внешнего излучения имеет вид [40]:

$$r_{01}^s = r_{01}(\mathbf{e}_\perp) = \frac{n_0 \cos \theta_0 - n_1 \cos \theta_1}{n_0 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1}, \quad (1)$$

где θ_0 – угол падения внешнего излучения на границу раздела двух сред, θ_1 – угол преломления внешнего излучения, прошедшего через границу раздела двух сред, в среду 1.

Используем закон преломления для границы раздела среды 0 и среды 1 [40]:

$$\frac{\sin \theta_0}{\sin \theta_1} = \frac{n_1}{n_0} \quad (2)$$

и основное тригонометрическое тождество для угла преломления θ_1 в среде 1

$$\sin^2 \theta_1 + \cos^2 \theta_1 = 1 \quad (3)$$

для того, чтобы выразить косинус угла преломления θ_1 внешнего оптического излучения в среде 1

$$\cos \theta_1 = \sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_1^2} \sin^2 \theta_0}, \quad (4)$$

в котором оставлен только положительный корень. Подставляя выражение (4) в (1), получим

$$r_{01}^s = r_{01}(\mathbf{e}_\perp) = \frac{n_0 \cos \theta_0 - n_1 \sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_1^2} \sin^2 \theta_0}}{n_0 \cos \theta_0 + n_1 \sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_1^2} \sin^2 \theta_0}}, \quad (5)$$

в котором показатель преломления первой среды n_1 внесём под квадратные корни в числителе и знаменателе. Тогда получим выражение для амплитудного коэффициента отражения в виде

$$r_{01}^s = r_{01}(\mathbf{e}_\perp) = \frac{n_0 \cos \theta_0 - \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0}}{n_0 \cos \theta_0 + \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0}}. \quad (6)$$

Амплитудный коэффициент Френеля для пропускания s -поляризованного внешнего излучения имеет вид [40]:

$$t_{01}^s = t_{01}(\mathbf{e}_\perp) = \frac{2n_0 \cos \theta_0}{n_0 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1}, \quad (7)$$

где θ_0 – угол падения внешнего излучения на границу раздела двух сред, θ_1 – угол преломления внешнего излучения, прошедшего через границу раздела двух сред, в среду

1. Подставляя выражение (4) в уравнение (7), получим выражение для амплитудного коэффициента отражения для s -поляризованной волны

$$t_{01}^s = t_{01}(\mathbf{e}_\perp) = \frac{2n_0 \cos \theta_0}{n_0 \cos \theta_0 + n_1 \sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_1^2} \sin^2 \theta_0}}, \quad (8)$$

в котором показатель преломления первой среды n_1 внесём под квадратный корень в знаменателе. Тогда получим выражение для амплитудного коэффициента пропускания в виде

$$t_{01}^s = t_{01}(\mathbf{e}_\perp) = \frac{2n_0 \cos \theta_0}{n_0 \cos \theta_0 + \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0}}. \quad (9)$$

Амплитудный коэффициент Френеля для отражения p -поляризованного внешнего излучения имеет вид [40]:

$$r_{01}^p = r_{01}(\mathbf{e}_\parallel) = \frac{n_1 \cos \theta_0 - n_0 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_0 + n_0 \cos \theta_1}, \quad (10)$$

где θ_0 – угол падения внешнего излучения на границу раздела двух сред, θ_1 – угол преломления внешнего излучения, прошедшего через границу раздела двух сред, в среду 1. Подставляя выражение (4) в уравнение (10), получим выражение для амплитудного коэффициента отражения для p -поляризованной волны

$$r_{01}^p = r_{01}(\mathbf{e}_\parallel) = \frac{n_1 \cos \theta_0 - n_0 \sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_1^2} \sin^2 \theta_0}}{n_1 \cos \theta_0 + n_0 \sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_1^2} \sin^2 \theta_0}}. \quad (11)$$

Амплитудный коэффициент Френеля для пропускания p -поляризованного внешнего излучения имеет вид [40]:

$$t_{01}^p = t_{01}(\mathbf{e}_\parallel) = \frac{2n_0 \cos \theta_0}{n_1 \cos \theta_0 + n_0 \cos \theta_1}, \quad (12)$$

где θ_0 – угол падения внешнего излучения на границу раздела двух сред, θ_1 – угол преломления внешнего излучения, прошедшего через границу раздела двух сред, в среду 1. Подставляя выражение (4) в (7), получим

$$t_{01}^p = t_{01}(\mathbf{e}_\perp) = \frac{2n_0 \cos \theta_0}{n_1 \cos \theta_0 + n_0 \sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_1^2} \sin^2 \theta_0}}. \quad (13)$$

Амплитудные коэффициенты Френеля для отражения поляризованного внешнего излучения, выраженные через относительный показатель преломления, имеют вид [40]:

$$r_{01}^s = r_{01}(\mathbf{e}_\perp) = \frac{\cos \theta_0 + \sqrt{n_{01}^2 - \sin^2 \theta_0}}{\cos \theta_0 - \sqrt{n_{01}^2 - \sin^2 \theta_0}}, \quad (14)$$

$$r_{01}^p = r_{01}(\mathbf{e}_\parallel) = \frac{n_{01}^2 \cos \theta_0 + \sqrt{n_{01}^2 - \sin^2 \theta_0}}{n_{01}^2 \cos \theta_0 - \sqrt{n_{01}^2 - \sin^2 \theta_0}}, \quad (15)$$

где введено обозначение для относительного показателя преломления первой среды относительно нулевой среды $n_{01} = n_1/n_0$.

Энергетический коэффициент Френеля для отражения внешней s -поляризованной волны найдем по формуле:

$$R_{01}^s = |r_{01}^s|^2. \quad (16)$$

Энергетический коэффициент Френеля для пропускания внешней s -поляризованной волны найдем по формуле:

$$T_{01}^s = \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_0 \cos \theta_0} |t_{01}^s|^2, \quad (17)$$

причём в случае прозрачной среды 1 должно выполняться соотношение

$$R_{01}^s + T_{01}^s = 1, \quad (18)$$

Энергетический коэффициент Френеля для отражения внешней p -поляризованной волны найдем по формуле:

$$R_{01}^p = |r_{01}^p|^2. \quad (19)$$

Энергетический коэффициент Френеля для пропускания внешней p -поляризованной волны, которая прошла в среду 1, найдём по формуле:

$$T_{01}^p = \frac{n_1 \cos \theta_0}{n_0 \cos \theta_1} |t_{01}^p|^2, \quad (20)$$

причём в случае прозрачной среды 1 должно выполняться соотношение

$$R_{01}^p + T_{01}^p = 1, \quad (21)$$

Энергетический коэффициент Френеля для оптического отражения внешней неполяризованной волны найдём по формуле:

$$R_{01} = \frac{1}{2} (R_{01}^s + R_{01}^p). \quad (22)$$

Энергетический коэффициент Френеля для оптического пропускания внешней неполяризованной волны найдём по формуле:

$$T_{01} = \frac{1}{2} (T_{01}^s + T_{01}^p). \quad (23)$$

В оптическом приближении эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозитной среды связана с эффективным показателем преломления формулой $\varepsilon_1 = n_1^2$. Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозитной среды в приближении эффективной среды может быть вычислена по формуле Максвелл-Гарнетта

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_1^m \left(1 + \frac{3f_1 (\varepsilon_1^i - \varepsilon_1^m)}{\varepsilon_1^i + 2\varepsilon_1^m - f_1 (\varepsilon_1^i - \varepsilon_1^m)} \right), \quad (24)$$

где ε_1^i – эффективная диэлектрическая проницаемость системы наноразмерных включений из металлических наночастиц, ε_1^m – эффективная диэлектрическая проницаемость материала матрицы нанокompозитной среды, f_1 – фактор заполнения металлическими наночастицами нанокompозитной среды. Эффективная диэлектрическая проницаемость материала матрицы нанокompозитной среды связана с эффективным показателем преломления формулой $\varepsilon_1^m = (n_1^m)^2$.

Эффективный комплексный показатель преломления материала матрицы нанокompозитной среды найдём по формуле Коши-Урбаха для слоёв с затуханием

$$n_1^m = b_0 + \frac{b_1}{\lambda^2} + \frac{b_2}{\lambda^4} + ib_3 \exp \left(\frac{b_4}{\lambda} - b_5 \right), \quad (25)$$

где длина волны поставляется в микрометрах, а значения коэффициентов $b_0 = 0.033441$, $b_1 = 0.0004850$, $b_2 = -0.00002299$, $b_3 = -7.2637 \cdot 10^{-7}$, $b_4 = 0.6957$, $b_5 = 0.7313$.

Эффективная диэлектрическая проницаемость материала включений нанокompозитной среды связана с эффективным показателем преломления формулой $\varepsilon_1^i = (n_1^i)^2$. Эффективная диэлектрическая проницаемость материала включений нанокompозитной среды находится по формуле Друде-Лоренца

$$\varepsilon_1^i(\omega) = \varepsilon_{1\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_e)}, \quad (26)$$

где ω_p – плазменная частота. Коэффициент затухания находится по формуле

$$\gamma_e = \gamma_{e0} + (0.71 + (1 - f_1) 0.31) \frac{v_{F1}}{a_1}, \quad (27)$$

где v_{F1} – скорость Ферми, a_1 – радиус металлических наночастиц в нанокompозитной среде. Для серебра скорость Ферми $v_{F1} = 1.39 \cdot 10^6$ м/с, высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала включений $\varepsilon_{1\infty} = 4.1$, плазменная частота $\omega_p = 1.33 \cdot 10^{16}$ рад/с, коэффициент затухания $\gamma_{e0} = 7.7 \cdot 10^{13}$ рад/с.

Приведём результаты численных вычислений энергетических коэффициентов отражения и пропускания от длины волны излучения для структуры, в которой оптическое излучение падает из среды 0 (воздух) на нанокompозитную среду 1, состоящую из матрицы с материалом с низким показателем преломления и системы наноразмерных включений из наночастиц серебра.

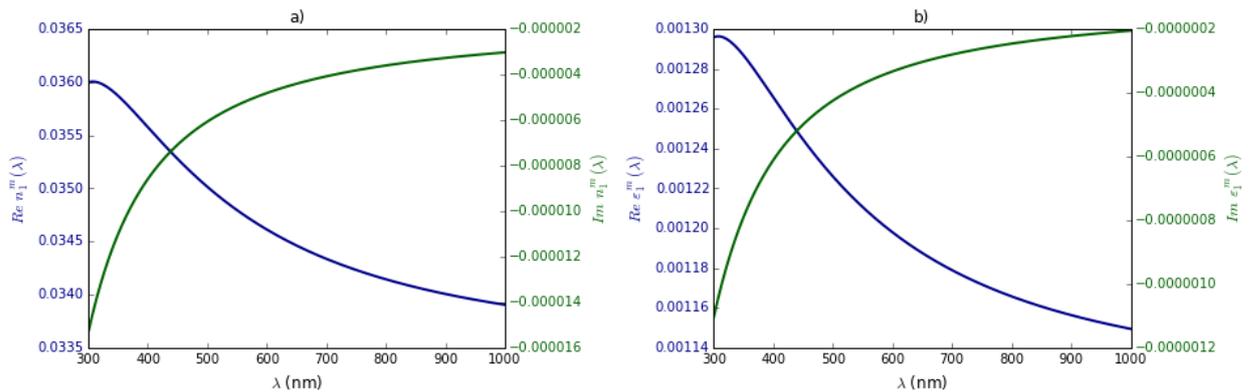


Рис. 1. Зависимость эффективного показателя преломления (а) и эффективной диэлектрической проницаемости (б) матрицы нанокompозитной среды от длины волны внешнего оптического излучения.

На рис. 1 изображены графики зависимостей эффективного показателя преломления (а) и эффективной диэлектрической проницаемости (б) матрицы нанокompозитной среды от длины волны внешнего оптического излучения.

На рис. 2 изображены графики зависимостей эффективного показателя преломления (а) и эффективной диэлектрической проницаемости (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$.

На рис. 3 изображены графики зависимостей энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 0^\circ$.

На рис. 4 изображены графики зависимостей энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды

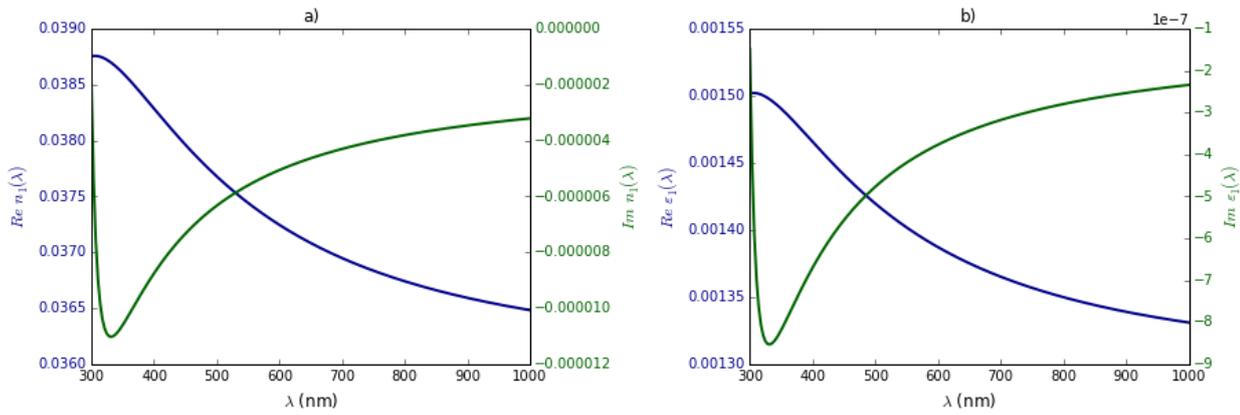


Рис. 2. Зависимость эффективного показателя преломления (а) и эффективной диэлектрической проницаемости (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$.

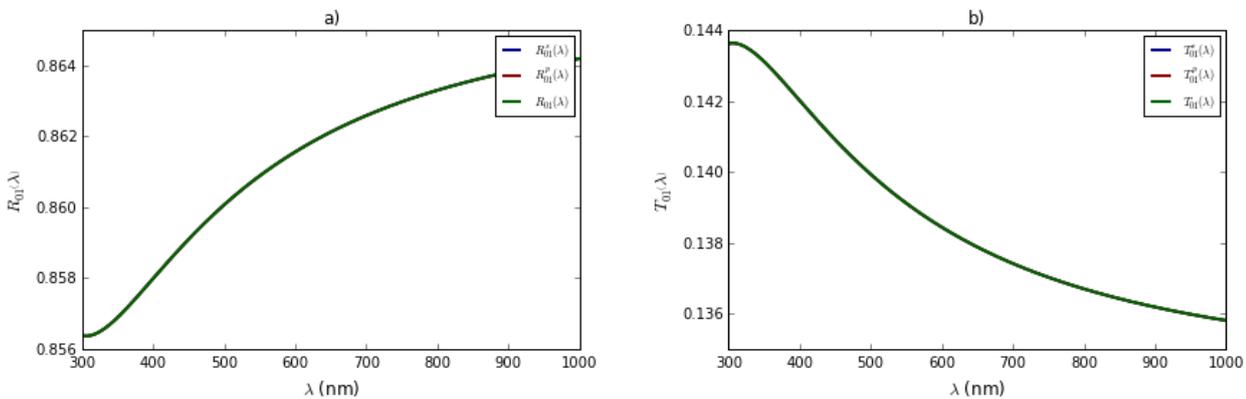


Рис. 3. Зависимость энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 0^\circ$.

с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 10^\circ$.

На рис. 5 изображены графики зависимостей энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 20^\circ$.

На рис. 6 изображены графики зависимостей энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 30^\circ$.

На рис. 7 изображены графики зависимостей энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус

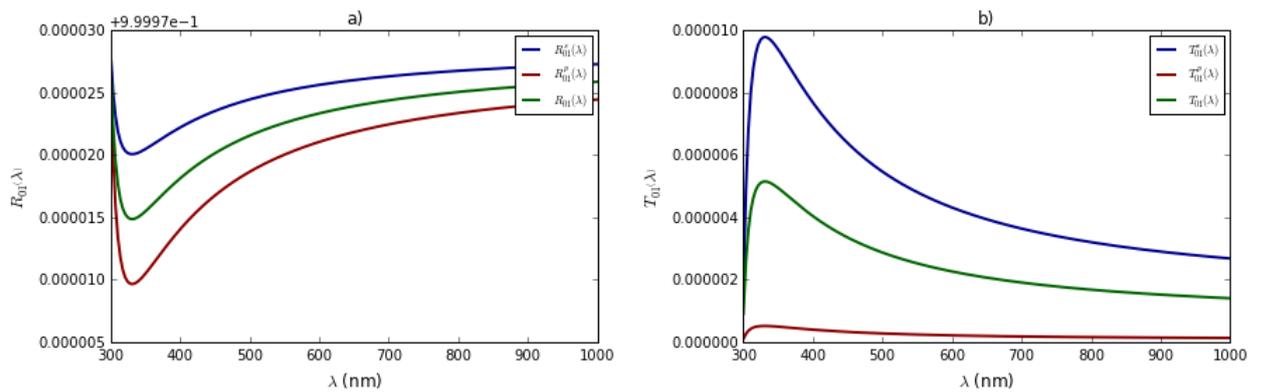


Рис. 4. Зависимость энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 10^\circ$.

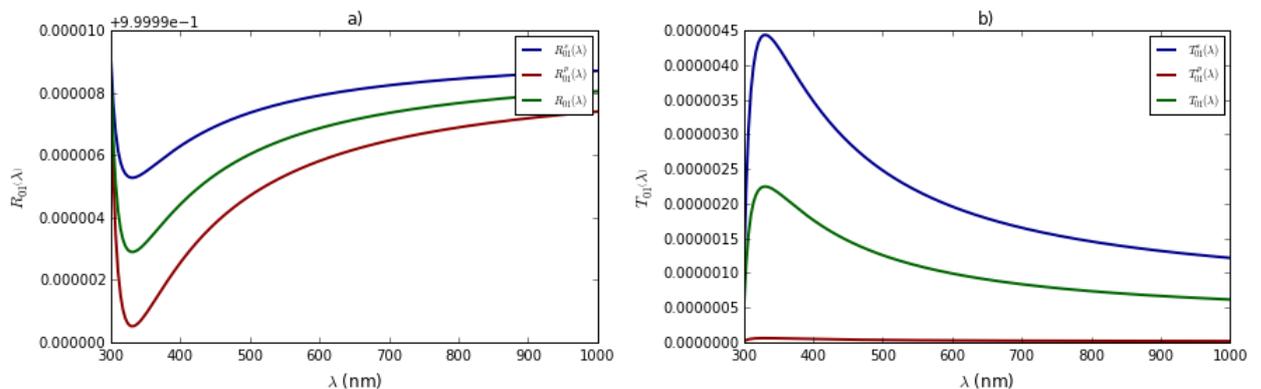


Рис. 5. Зависимость энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 20^\circ$.

наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 40^\circ$.

На рис. 8 изображены графики зависимостей энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 50^\circ$.

На рис. 9 изображены графики зависимостей эффективного показателя преломления (а) и эффективной диэлектрической проницаемости (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 12.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 7\%$.

На рис. 10 изображены графики зависимостей энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 0^\circ$.

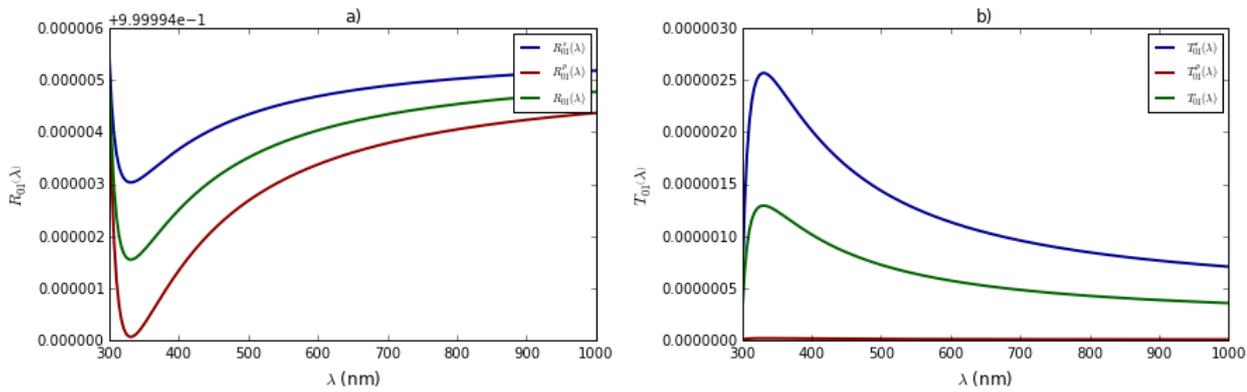


Рис. 6. Зависимость энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 30^\circ$.

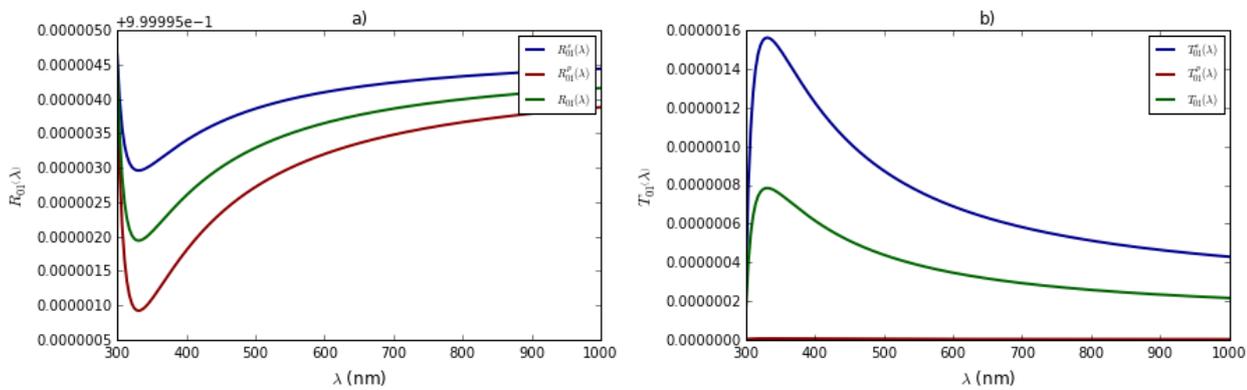


Рис. 7. Зависимость энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 40^\circ$.

На рис. 11 изображены графики зависимостей энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 30^\circ$.

На рис. 12 изображены графики зависимостей энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 55^\circ$.

Проведены численные расчёты эффективного показателя преломления и эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозитной среды с металлическими наночастицами. Построены графики зависимостей эффективного показателя преломления и эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозитной среды с металлическими наночастицами от длины волны внешнего оптического излучения. Проведены численные расчёты энергетических коэффициентов оптического отражения и оптичес-

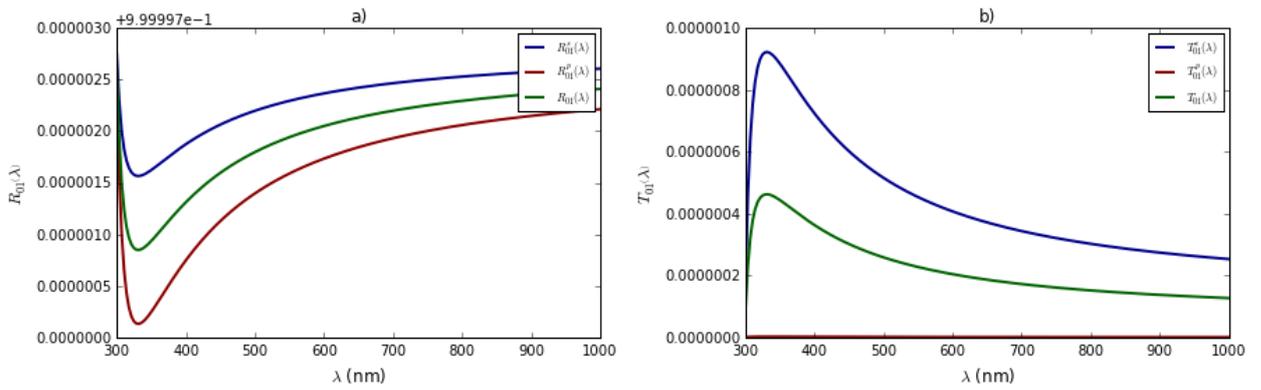


Рис. 8. Зависимость энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 40^\circ$.

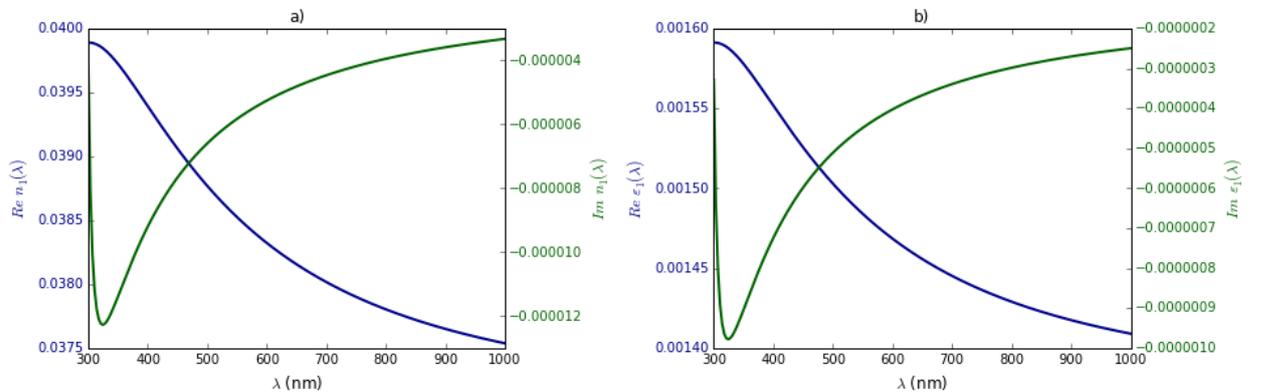


Рис. 9. Зависимость эффективного показателя преломления (а) и эффективной диэлектрической проницаемости (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 12.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 7\%$.

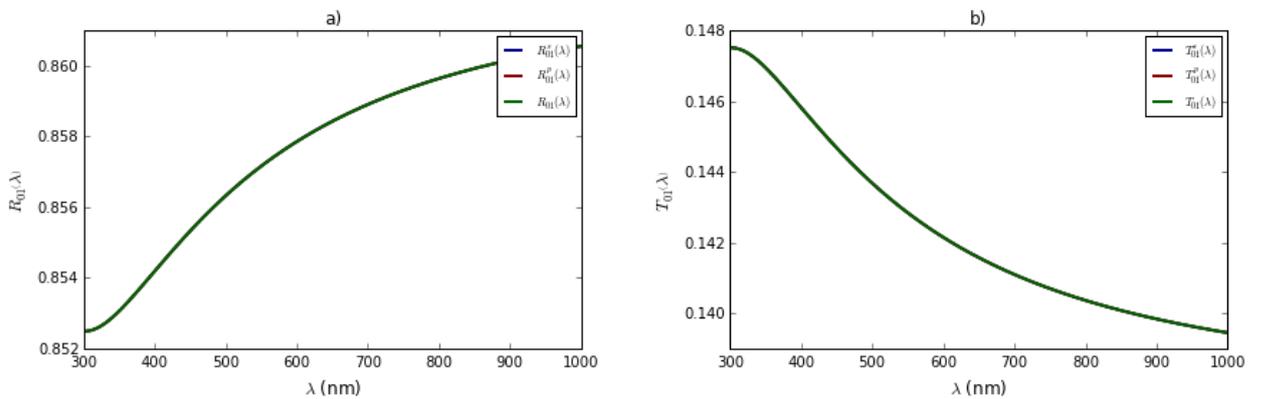


Рис. 10. Зависимость энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 0^\circ$.

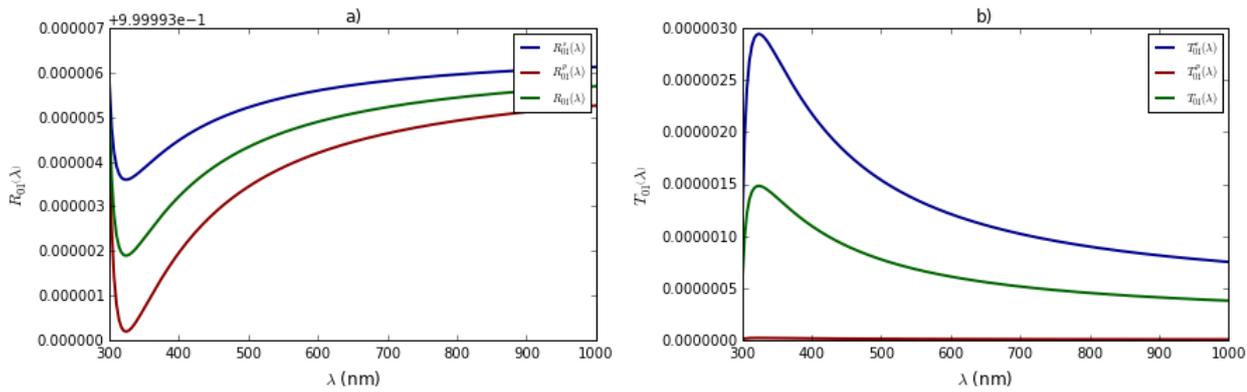


Рис. 11. Зависимость энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 30^\circ$.

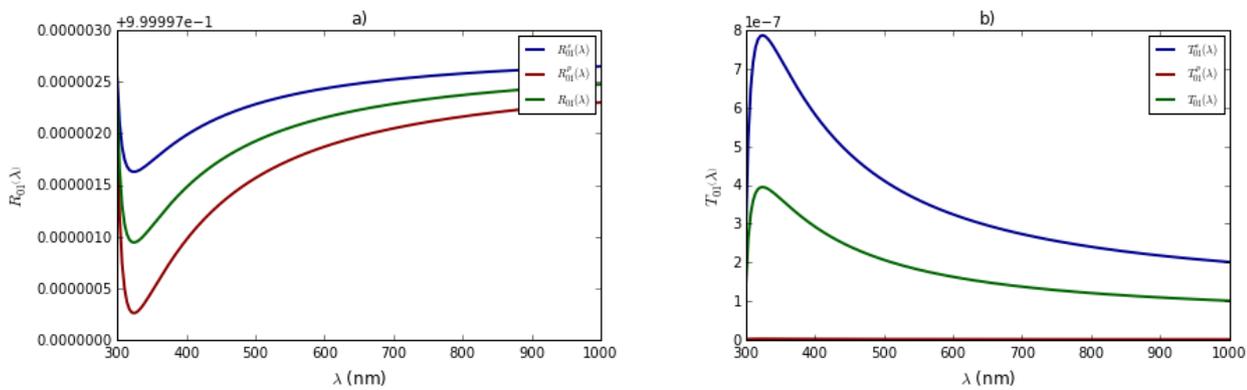


Рис. 12. Зависимость энергетического коэффициента отражения (а) и энергетического коэффициента пропускания (б) нанокompозитной среды с наночастицами серебра от длины волны внешнего оптического излучения. Радиус наночастиц серебра составляет $a_1 = 4.0$ нм, фактор заполнения равен $f_1 = 5\%$. Угол падения внешнего оптического излучения $\theta_0 = 55^\circ$.

ского пропускания нанокompозитной среды с металлическими наночастицами. Построены графики зависимостей энергетических коэффициентов оптического отражения и оптического пропускания нанокompозитной среды с металлическими наночастицами от длины волны внешнего оптического излучения. При определённых параметрах матрицы и системы наноразмерных включений нанокompозитная среда обладает экстремально низкими значениями эффективного показателя преломления.

Заключение

В настоящей работе проведено всестороннее исследование оптических характеристик наноматериалов с экстремально низкими значениями эффективного показателя преломления в поле оптического излучения. При некотором соотношении геометрических параметров нанокompозитной среды эффективный показатель преломления нанокompозитной среды может принимать экстремально низкие значения. Исследуемая нанокompозитная среда при параметрах, выбранных для численных расчётов, обладает высоким оптическим отражением и достаточно низким оптическим пропусканием в широком диапазоне оптических длин волн.

Выводы по работе можно сформулировать следующим образом:

1. проведённый анализ научной литературы по оптическим свойствам наноструктурных сред и наносистем показал актуальность исследования оптических свойств наносистем из наноматериалов,
2. построенная теоретическая модель оптических процессов пропускания и отражения в наноструктурных материалах, находящихся в поле внешнего оптического излучения, позволяет адекватно описывать оптические характеристики нанокompозитных материалов, обладающих экстремально низким значениями эффективного показателя преломления и эффективной диэлектрической проницаемости,
3. проведённые численные расчёты оптических параметров нанокompозитов позволяют прогнозировать оптические свойства нанокompозитов, обладающим экстремально низким значениями эффективного показателя преломления.

При помощи численных расчётов доказано, что можно управлять значениями оптического отражения нанокompозитной структуры при помощи изменения параметров нанокompозитной среды. Гипотеза исследования, состоящая в том, что, изменяя различные параметры наноструктурной среды, можно добиться увеличения отражательной способности наноструктурной среды, подтверждена полностью. При определённых параметрах матрицы и системы наноразмерных включений нанокompозитная среда обладает экстремально низким значениями эффективного показателя преломления. Показано, что, изменяя параметры наноструктурной среды, можно добиться увеличения отражательной способности наноструктурной среды, что позволяет использовать исследуемые нанокompозитные среды в качестве высокоэффективных антипросветляющих покрытий. Полученные результаты численных расчётов оптического пропускания и отражения границы раздела с нанокompозитной средой могут быть использованы при проектировании высокоэффективных антипросветляющих покрытий. Покрытия, изготовленные на основе нанокompозитных сред с экстремально низким эффективным показателем преломления могут быть использованы в качестве антипросветляющих покрытий.

Список использованных источников

1. Well-defined metal-polymer nanocomposites: The interplay of structure, thermoplasmonics, and elastic mechanical properties / David Saleta Reig [et al.] // *Physical Review Materials*. — 2018. — dec. — Vol. 2, no. 12. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevmaterials.2.123605>.
2. Nonlocal self-organization of long stacking faults from highly strained nanocomposite film of complex oxide / Tomoya Horide [et al.] // *Physical Review Materials*. — 2019. — jan. — Vol. 3, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevmaterials.3.013403>.
3. Nyman M., Shevchenko A., Kaivola M. Fluorescence enhancement and nonreciprocal transmission of light waves by nanomaterial interfaces // *Physical Review A*. — 2017. — nov. — Vol. 96, no. 5. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.96.053828>.
4. Spectral analysis of nonequilibrium molecular dynamics: Spectral phonon temperature and local nonequilibrium in thin films and across interfaces / Tianli Feng [et al.] // *Physical Review B*. — 2017. — may. — Vol. 95, no. 19. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.95.195202>.
5. Minnich A. J. Determining Phonon Mean Free Paths from Observations of Quasiballistic Thermal Transport // *Physical Review Letters*. — 2012. — nov. — Vol. 109, no. 20. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.109.205901>.

6. Broadband phonon mean free path contributions to thermal conductivity measured using frequency domain thermorefectance / Keith T. Regner [et al.] // *Nature Communications*. — 2013. — mar. — Vol. 4, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms2630>.
7. Spectral mapping of thermal conductivity through nanoscale ballistic transport / Yongjie Hu [et al.] // *Nature Nanotechnology*. — 2015. — jun. — Vol. 10, no. 8. — P. 701–706. — URL: <https://doi.org/10.1038/nnano.2015.109>.
8. Measuring Phonon Mean Free Path Distributions by Probing Quasiballistic Phonon Transport in Grating Nanostructures / Lingping Zeng [et al.] // *Scientific Reports*. — 2015. — nov. — Vol. 5, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep17131>.
9. Reconstructing phonon mean-free-path contributions to thermal conductivity using nanoscale membranes / John Cuffe [et al.] // *Physical Review B*. — 2015. — jun. — Vol. 91, no. 24. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.91.245423>.
10. Lee Jaeho, Lim Jongwoo, Yang Peidong. Ballistic Phonon Transport in Holey Silicon // *Nano Letters*. — 2015. — apr. — Vol. 15, no. 5. — P. 3273–3279. — URL: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b00495>.
11. Engineering thermal conductance using a two-dimensional phononic crystal / Nobuyuki Zen [et al.] // *Nature Communications*. — 2014. — mar. — Vol. 5, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms4435>.
12. Maldovan Martin. Phonon wave interference and thermal bandgap materials // *Nature Materials*. — 2015. — jun. — Vol. 14, no. 7. — P. 667–674. — URL: <https://doi.org/10.1038/nmat4308>.
13. Crossover from incoherent to coherent phonon scattering in epitaxial oxide superlattices / Jayakanth Ravichandran [et al.] // *Nature Materials*. — 2013. — dec. — Vol. 13, no. 2. — P. 168–172. — URL: <https://doi.org/10.1038/nmat3826>.
14. Coherent Phonon Heat Conduction in Superlattices / M. N. Luckyanova [et al.] // *Science*. — 2012. — nov. — Vol. 338, no. 6109. — P. 936–939. — URL: <https://doi.org/10.1126/science.1225549>.
15. Observation of room-temperature ballistic thermal conduction persisting over 8.3 μm in SiGe nanowires / Tzu-Kan Hsiao [et al.] // *Nature Nanotechnology*. — 2013. — jun. — Vol. 8, no. 7. — P. 534–538. — URL: <https://doi.org/10.1038/nnano.2013.121>.
16. Three-dimensional phonon population anisotropy in silicon nanomembranes / Kyle M. McElhinny [et al.] // *Physical Review B*. — 2017. — jul. — Vol. 96, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.96.014301>.
17. Effect of nanodiamond fluorination on the efficiency of quasispecular reflection of cold neutrons / V. V. Nesvizhevsky [et al.] // *Physical Review A*. — 2018. — feb. — Vol. 97, no. 2. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.97.023629>.
18. Phonon Transport through Point Contacts between Graphitic Nanomaterials / Juekuan Yang [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2014. — may. — Vol. 112, no. 20. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.112.205901>.
19. Baughman R. H. Carbon Nanotubes—the Route Toward Applications // *Science*. — 2002. — aug. — Vol. 297, no. 5582. — P. 787–792. — URL: <https://doi.org/10.1126/science.1060928>.

20. Geim A. K. Graphene: Status and Prospects // *Science*. — 2009. — jun. — Vol. 324, no. 5934. — P. 1530–1534. — URL: <https://doi.org/10.1126/science.1158877>.
21. Phonon Sidebands in Monolayer Transition Metal Dichalcogenides / Dominik Christiansen [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2017. — nov. — Vol. 119, no. 18. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.119.187402>.
22. Finite-size effects on the lattice dynamics in spin crossover nanomaterials. I. Nuclear inelastic scattering investigation / Mirko Mikolasek [et al.] // *Physical Review B*. — 2017. — jul. — Vol. 96, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.96.035426>.
23. Hopkins Patrick E. Influence of electron-boundary scattering on thermoreflectance calculations after intra- and interband transitions induced by short-pulsed laser absorption // *Physical Review B*. — 2010. — jan. — Vol. 81, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.81.035413>.
24. Ultrafast and spatially resolved studies of charge carriers in atomically thin molybdenum disulfide / Rui Wang [et al.] // *Physical Review B*. — 2012. — jul. — Vol. 86, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.86.045406>.
25. Impact of strain on the optical fingerprint of monolayer transition-metal dichalcogenides / Maja Feierabend [et al.] // *Physical Review B*. — 2017. — jul. — Vol. 96, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.96.045425>.
26. Universal saturation behavior in the transient optical response of plasmonic structures / M. G. Silva [et al.] // *Physical Review B*. — 2018. — sep. — Vol. 98, no. 11. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.98.115407>.
27. Pendry J. B. Negative Refraction Makes a Perfect Lens // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — oct. — Vol. 85, no. 18. — P. 3966–3969. — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.3966>.
28. Alekseyev Leonid V., Narimanov Evgenii. Slow light and 3D imaging with non-magnetic negative index systems // *Opt. Express*. — 2006. — Vol. 14, no. 23. — P. 11184–11193. — URL: <http://dx.doi.org/10.1364/OE.14.011184>.
29. Veselago V. G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ // *Usp. Fiz. Nauk*. — 1967. — Vol. 92, no. 7. — P. 517. — URL: <http://dx.doi.org/10.3367/UFNr.0092.196707d.0517>.
30. A negative permeability material at red light / H.-K. Yuan [et al.] // *Opt. Express*. — 2007. — Vol. 15, no. 3. — P. 1076. — URL: <http://dx.doi.org/10.1364/OE.15.001076>.
31. Shalaev V. M., Sarychev A. K. Nonlinear optics of random metal-dielectric films // *Phys. Rev. B*. — 1998. — may. — Vol. 57, no. 20. — P. 13265–13288. — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.57.13265>.
32. Гадомский О. Н., Алтунин К. К., Зубков Е. Г. Радиационная теория металлического кластера // *Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки*. — 2012. — № 3. — С. 144–152.
33. Уменьшение естественной ширины атомных уровней в наноструктурных системах / О. Н. Гадомский [и др.] // *Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки*. — 2012. — № 3. — С. 153–163.

34. Усиленное оптическое пропускание композитных наноструктурных толстых плёнок с квазиулевым показателем преломления (I. Экспериментальные данные) / О. Н. Гадомский [и др.] // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. — 2012. — № 4. — С. 227–236.
35. Усиленное оптическое пропускание композитных наноструктурных толстых плёнок с квазиулевым показателем преломления (II. Теория) / О. Н. Гадомский [и др.] // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. — 2013. — № 1. — С. 122–134.
36. Алтунин К. К. Высокоэффективные просветляющие оптические покрытия из нанокompозитных материалов с квазиулевыми показателями преломления и поглощения // Радиоэлектронная техника. — 2013. — № 1. — С. 168–177.
37. Алтунин К. К. Сверхпрозрачные композитные наноматериалы с квазиулевыми значениями показателя преломления для солнечной энергетики // Радиоэлектронная техника. — 2013. — № 1. — С. 178–189.
38. Near-field effect in composite nanomaterials with a quasi-zero refractive index / O. N. Gadomsky [et al.] // Optics Communications. — 2014. — mar. — Vol. 315. — P. 286–294. — URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2013.11.035>.
39. Altunin K. K., Gadomsky O. N. High-negative effective refractive index of silver nanoparticles system in nanocomposite films // Optics Communications. — 2012. — mar. — Vol. 285, no. 5. — P. 816–820. — URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2011.11.033>.
40. Born M., Wolf E. Principles of Optics. — Oxford : Pergamon Press, 1969. — 720 p.

Сведения об авторах:

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

E-mail: kostya_altunin@mail.ru

ORCID iD  0000-0002-0725-9416

Web of Science ResearcherID  I-5739-2014

SCOPUS ID  57201126207

Елена Сергеевна Штром — студент факультета физико-математического и технологического образования ФГБОУ ВО «Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова», Ульяновск, Россия.

E-mail: shtrom98@mail.ru

ORCID iD  0000-0002-9648-1501

Web of Science ResearcherID  AAZ-9002-2020

Investigation of the optical properties of the interface between air and a nanocomposite medium with an extremely low refractive index

K. K. Altunin , E. S. Shtrom 

Ulyanovsk State Pedagogical University, 432071, Ulyanovsk, Russia

Submitted November 16, 2020

Resubmitted November 30, 2020

Published December 12, 2020

Abstract. The optical properties of the interface between air and a nanocomposite medium activated by metal nanoparticles are considered. Numerical calculations of the effective refractive index and effective dielectric constant of a nanocomposite medium with metal nanoparticles are carried out. The graphs of the dependences of the effective refractive index and effective dielectric constant of a nanocomposite medium with metal nanoparticles on the wavelength of external optical radiation are plotted. Numerical calculations of the energy coefficients of optical reflection and optical transmission of a nanocomposite medium with metal nanoparticles have been carried out. The graphs of the dependences of the energy coefficients of optical reflection and optical transmission of a nanocomposite medium with metal nanoparticles on the wavelength of external optical radiation are plotted. At certain parameters of the matrix and the system of nanoscale inclusions, the nanocomposite medium has extremely low values of the effective refractive index. It is shown that by changing the parameters of the nanocomposite medium, it is possible to increase the reflectivity of the nanocomposite medium, which makes it possible to use the nanocomposite media under study as highly efficient antireflective coatings.

Keywords: nanomaterial, nanocomposite medium, optical radiation, optical properties, optical transmission, optical absorption, refractive index

PACS: 42.25.Bs

References

1. Well-defined metal-polymer nanocomposites: The interplay of structure, thermoplasmonics, and elastic mechanical properties / David Saleta Reig [et al.] // *Physical Review Materials*. — 2018. — dec. — Vol. 2, no. 12. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevmaterials.2.123605>.
2. Nonlocal self-organization of long stacking faults from highly strained nanocomposite film of complex oxide / Tomoya Horide [et al.] // *Physical Review Materials*. — 2019. — jan. — Vol. 3, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevmaterials.3.013403>.
3. Universal saturation behavior in the transient optical response of plasmonic structures / M. G. Silva [et al.] // *Physical Review B*. — 2018. — sep. — Vol. 98, no. 11. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.98.115407>.
4. Effect of nanodiamond fluorination on the efficiency of quasispecular reflection of cold neutrons / V. V. Nesvizhevsky [et al.] // *Physical Review A*. — 2018. — feb. — Vol. 97, no. 2. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.97.023629>.

5. Nyman M., Shevchenko A., Kaivola M. Fluorescence enhancement and nonreciprocal transmission of light waves by nanomaterial interfaces // *Physical Review A*. — 2017. — nov. — Vol. 96, no. 5. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.96.053828>.
6. Phonon Sidebands in Monolayer Transition Metal Dichalcogenides / Dominik Christiansen [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2017. — nov. — Vol. 119, no. 18. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.119.187402>.
7. Finite-size effects on the lattice dynamics in spin crossover nanomaterials. I. Nuclear inelastic scattering investigation / Mirko Mikolasek [et al.] // *Physical Review B*. — 2017. — jul. — Vol. 96, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.96.035426>.
8. Impact of strain on the optical fingerprint of monolayer transition-metal dichalcogenides / Maja Feierabend [et al.] // *Physical Review B*. — 2017. — jul. — Vol. 96, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.96.045425>.
9. Three-dimensional phonon population anisotropy in silicon nanomembranes / Kyle M. McElhinny [et al.] // *Physical Review B*. — 2017. — jul. — Vol. 96, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.96.014301>.
10. Spectral analysis of nonequilibrium molecular dynamics: Spectral phonon temperature and local nonequilibrium in thin films and across interfaces / Tianli Feng [et al.] // *Physical Review B*. — 2017. — may. — Vol. 95, no. 19. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.95.195202>.
11. Minnich A. J. Determining Phonon Mean Free Paths from Observations of Quasiballistic Thermal Transport // *Physical Review Letters*. — 2012. — nov. — Vol. 109, no. 20. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.109.205901>.
12. Broadband phonon mean free path contributions to thermal conductivity measured using frequency domain thermorefectance / Keith T. Regner [et al.] // *Nature Communications*. — 2013. — mar. — Vol. 4, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms2630>.
13. Spectral mapping of thermal conductivity through nanoscale ballistic transport / Yongjie Hu [et al.] // *Nature Nanotechnology*. — 2015. — jun. — Vol. 10, no. 8. — P. 701–706. — URL: <https://doi.org/10.1038/nnano.2015.109>.
14. Measuring Phonon Mean Free Path Distributions by Probing Quasiballistic Phonon Transport in Grating Nanostructures / Lingping Zeng [et al.] // *Scientific Reports*. — 2015. — nov. — Vol. 5, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep17131>.
15. Reconstructing phonon mean-free-path contributions to thermal conductivity using nanoscale membranes / John Cuffe [et al.] // *Physical Review B*. — 2015. — jun. — Vol. 91, no. 24. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.91.245423>.
16. Lee Jaeho, Lim Jongwoo, Yang Peidong. Ballistic Phonon Transport in Holey Silicon // *Nano Letters*. — 2015. — apr. — Vol. 15, no. 5. — P. 3273–3279. — URL: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b00495>.
17. Engineering thermal conductance using a two-dimensional phononic crystal / Nobuyuki Zen [et al.] // *Nature Communications*. — 2014. — mar. — Vol. 5, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms4435>.

18. Maldovan Martin. Phonon wave interference and thermal bandgap materials // *Nature Materials*. — 2015. — jun. — Vol. 14, no. 7. — P. 667–674. — URL: <https://doi.org/10.1038/nmat4308>.
19. Crossover from incoherent to coherent phonon scattering in epitaxial oxide superlattices / Jayakanth Ravichandran [et al.] // *Nature Materials*. — 2013. — dec. — Vol. 13, no. 2. — P. 168–172. — URL: <https://doi.org/10.1038/nmat3826>.
20. Coherent Phonon Heat Conduction in Superlattices / M. N. Luckyanova [et al.] // *Science*. — 2012. — nov. — Vol. 338, no. 6109. — P. 936–939. — URL: <https://doi.org/10.1126/science.1225549>.
21. Observation of room-temperature ballistic thermal conduction persisting over 8.3 μm in SiGe nanowires / Tzu-Kan Hsiao [et al.] // *Nature Nanotechnology*. — 2013. — jun. — Vol. 8, no. 7. — P. 534–538. — URL: <https://doi.org/10.1038/nnano.2013.121>.
22. Phonon Transport through Point Contacts between Graphitic Nanomaterials / Juekuan Yang [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2014. — may. — Vol. 112, no. 20. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.112.205901>.
23. Baughman R. H. Carbon Nanotubes—the Route Toward Applications // *Science*. — 2002. — aug. — Vol. 297, no. 5582. — P. 787–792. — URL: <https://doi.org/10.1126/science.1060928>.
24. Geim A. K. Graphene: Status and Prospects // *Science*. — 2009. — jun. — Vol. 324, no. 5934. — P. 1530–1534. — URL: <https://doi.org/10.1126/science.1158877>.
25. Ultrafast and spatially resolved studies of charge carriers in atomically thin molybdenum disulfide / Rui Wang [et al.] // *Physical Review B*. — 2012. — jul. — Vol. 86, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.86.045406>.
26. Hopkins Patrick E. Influence of electron-boundary scattering on thermoreflectance calculations after intra- and interband transitions induced by short-pulsed laser absorption // *Physical Review B*. — 2010. — jan. — Vol. 81, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.81.035413>.
27. Pendry J. B. Negative Refraction Makes a Perfect Lens // *Physical Review Letters*. — 2000. — oct. — Vol. 85, no. 18. — P. 3966–3969. — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.3966>.
28. Alekseyev Leonid V., Narimanov Evgenii. Slow light and 3D imaging with non-magnetic negative index systems // *Opt. Express*. — 2006. — Vol. 14, no. 23. — P. 11184–11193. — URL: <http://dx.doi.org/10.1364/OE.14.011184>.
29. Veselago V. G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ // *Usp. Fiz. Nauk*. — 1967. — Vol. 92, no. 7. — P. 517. — URL: <http://dx.doi.org/10.3367/UFNr.0092.196707d.0517>.
30. A negative permeability material at red light / H.-K. Yuan [et al.] // *Opt. Express*. — 2007. — Vol. 15, no. 3. — P. 1076. — URL: <http://dx.doi.org/10.1364/OE.15.001076>.
31. Shalaev V. M., Sarychev A. K. Nonlinear optics of random metal-dielectric films // *Physical Review B*. — 1998. — may. — Vol. 57, no. 20. — P. 13265–13288. — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.57.13265>.

32. Gadomsky O. N., Altunin K. K., Zubkov E. G. Radiation theory of a metal cluster // News of higher educational institutions. Volga region. Physical and mathematical sciences. — 2012. — no. 3. — P. 144–152.
33. Reducing the natural width of atomic levels in nanostructured systems / O. N. Gadomsky [et al.] // News of higher educational institutions. Volga region. Physical and mathematical sciences. — 2012. — no. 3. — P. 153–163.
34. Enhanced optical transmission of composite nanostructured thick films with quasi-zero refractive index (I. Experimental data) / O. N. Gadomsky [et al.] // News of higher educational institutions. Volga region. Physical and mathematical sciences. — 2012. — no. 4. — P. 227–236.
35. Enhanced optical transmission of composite nanostructured thick films with quasi-zero refractive index (II. Theory) / O. N. Gadomsky [et al.] // News of higher educational institutions. Volga region. Physical and mathematical sciences. — 2013. — no. 1. — P. 122–134.
36. Altunin K. K. High-performance antireflection optical coatings made of nanocomposite materials with quasi-zero refractive and absorption indices // Electronic equipment. — 2013. — no. 1. — P. 168–177.
37. Altunin K. K. Ultra-transparent composite nanomaterials with quasi-zero refractive index values for solar energy // Electronic equipment. — 2013. — no. 1. — P. 178–189.
38. Near-field effect in composite nanomaterials with a quasi-zero refractive index / O. N. Gadomsky [et al.] // Optics Communications. — 2014. — mar. — Vol. 315. — P. 286–294. — URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2013.11.035>.
39. Altunin K. K., Gadomsky O. N. High-negative effective refractive index of silver nanoparticles system in nanocomposite films // Optics Communications. — 2012. — mar. — Vol. 285, no. 5. — P. 816–820. — URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2011.11.033>.
40. Born M., Wolf E. Principles of Optics. — Oxford : Pergamon Press, 1969. — 720 p.

Information about authors:

Konstantin Konstantinovich Altunin – PhD in Physics and Mathematics, Associate Professor, Associate Professor of the Department of Physics and Technical Disciplines of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Ulyanovsk State Pedagogical University”, Ulyanovsk, Russia.

E-mail: kostya.altunin@mail.ru

ORCID iD  0000-0002-0725-9416

Web of Science ResearcherID  I-5739-2014

SCOPUS ID  57201126207

Elena Sergeevna Shtrom — student of the Faculty of Physics, Mathematics and Technological Education of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Ulyanovsk State Pedagogical University”, Ulyanovsk, Russia.

E-mail: shtrom98@mail.ru

ORCID iD  0000-0002-9648-1501

Web of Science ResearcherID  AAZ-9002-2020