Секция 2

Физико-математические науки

УДК 535.3 ББК 22.343 ГРНТИ 29.31.21 ВАК 01.04.05

Исследование оптических свойств композитного метаматериала с матрицей из материала с отрицательным показателем преломления

К.К. Алтунин^(b), И.А. Шарнина^{(b) 1}

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

> Поступила в редакцию 18 января 2021 года После переработки 16 февраля 2021 года Опубликована 12 июня 2021 года

Аннотация. Рассмотрены оптические свойства нанокомпозитного материала с матрицей из метаматериала с отрицательным показателем преломления. Проведены численные расчёты энергетических коэффициентов оптического пропускания и отражения от длины волны оптического излучения. Построены графики зависимости энергетических коэффициентов оптического пропускания и отражения от длины волны оптического излучения для различных параметров композитных метаматериалов. Показано, что можно эффективно управлять оптических пропускание нанокомпозитного материала путём изменения параметров включений и матрицы нанокомпозитного материала. Показано, что нанокомпозитные плёнки из метаматериалов, состоящие из матрицы в виде метаматериала с отрицательным показателем преломления и системы наноразмерных включений из металлических наночастиц, обладают повышенным оптическим пропусканием через границу раздела с плёнкой из метаматериала.

Ключевые слова: нанокомпозит, метаматериал, композитная среда, оптические излучение, оптическое пропускание, оптическое отражение, показатель преломления, уравнения Максвелла, оптоэлектронный прибор

PACS: 42.25.Bs

¹E-mail: inna_sharnina27@mail.ru

Введение

В последнее время появились принципиально новые классы метаматериалов, которые обладают специфическими свойствами, в частности особыми электрическими характеристиками: антистатическими, электропроводящими, радиопоглощающими, электретными, пьезоэлектрическими и пироэлектрическими. Поэтому в настоящее время разработка метаматериалов и оптоэлектронных приборов на основе метаматериалов является одним из важнейших направлений в оптоэлектронной технике и материаловедении.

Целью работы является исследование оптических свойств нанокомпозитной плёнки из метаматериала, содержащей металлические наночастицы и обладающей отрицательными значениями эффективного показателя преломления.

Задачи исследования:

- 1. написание обзора литературы по оптическим свойствам сред из метаматериалов;
- создание теоретической модели для описания оптических процессов в метаматериалах с отрицательным эффективным показателем преломления, находящихся во внешнем поле оптического излучения;
- проведение численных расчётов оптических характеристик нанокомпозитных плёнок из метаматериала с отрицательным значением эффективного показателя преломления.

Объектом исследования является совокупность оптических явлений в метаматериалах, которые обладают отрицательными значениями эффективного показателя преломления в оптическом диапазоне длин волн излучения. Предметом исследования является нанокомпозитная плёнка из метаматериала, обладающего отрицательным значением эффективного показателя преломления, находящаяся в поле оптического излучения. В качестве методов исследования используются методы классической и квантовой оптики для проведения теоретических вычислений, а также численные методы расчёта оптических характеристик полубесконечных, плёночных и слоистых сред или структур из оптических материалов и метаматериалов.

Гипотеза исследования состоит в том, что если провести исследование оптических свойств нанокомпозитных плёнок из метаматериала, то можно разработать оригинальные материалы для проектирования новых наноразмерных оптоэлектронных приборов.

Обзор литературы по оптическим свойствам метаматериалов

Недавно предложенные искусственные среды с отрицательной магнитной проницаемостью и левосторонние метаматериалы вновь рассматриваются в свете теории искусственных бианизотропных сред. Выделены некоторые необъяснимые свойства распространения электромагнитных волн в этих средах. Эти особенности правильно объясняются, если бианизотропия левостороннего метаматериала учтена в явном виде. Бианизотропия связана с существованием магнитоэлектрической связи в искусственных составляющих (искусственных атомах) среды. Существование бианизотропных эффектов в этих материалах с использованием приближённой модели исследовано в работе [1].

В статье [2] развивается электромагнитная теория, описывающая природу параметрической локализации оптического излучения, которая проявляется в метаматериалах

или фотонных кристаллах соответствующего дизайна, демонстрирующих нелинейное левостороннее поведение.

В статье [3] предсказано, что два электронных пучка могут развить нестабильность при прохождении через пластину из левосторонних сред. Эта нестабильность, присущая только левосторонним средам, возникает из-за обратного черенковского излучения и приводит к автомодуляции пучков и излучению электромагнитных волн. Эти волны покидают образец через заднюю поверхность пластины (плоскость инжекции луча) и образуют два смещенных ярких круга с центром в лучах. Моделируемый спектр излучения имеет хорошо разделённые линии сверху широкого непрерывного спектра, что указывает на динамический хаос в системе. Интенсивность излучения и его спектр могут контролироваться либо током пучка, либо расстоянием между двумя пучками.

В статье [4] импульс электромагнитной волны получается для среды Лоренца и применяется для изучения передачи импульса стационарным, изотропным левосторонним материалам. Модель включает дисперсию материала и потери, которые необходимы для среды с отрицательным показателем преломления. Результаты обеспечивают строгое доказательство силы на свободные токи в среде с потерями и подтверждение теоретического разделения силы на основе действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости и магнитной проницаемости. Полученная теорема сохранения импульса электромагнитной волны доказывает, что поток импульса монохроматической волны в изотропном левостороннем материале противоположен направлению потока энергии электромагнитной волны. Однако плотность импульса электромагнитной волны в среде с потерями и с отрицательным показателем преломления может быть параллельной или антипараллельной потоку мощности энергии электромагнитной волны. Полученные результаты применяются для прогнозирования изменения давления излучения на свободные токи в материале с отрицательным показателем преломления. Кроме того, сохранение импульса на границе материала означает, что тангенциальная составляющая импульса электромагнитной волны сохраняется. Таким образом, на границе между изотропными средами электромагнитная сила сдвига отсутствует, независимо от знака показателя преломления.

В работе [5] рассматривается существование и свойства гибридных поверхностных волн, образующихся на границах раздела между левосторонними материалами и диэлектрическими двулучепреломляющими средами. Установлено, что условия существования таких волн сильно ослаблены по сравнению с волнами Дьяконова, существующими в правосторонних средах. Левосторонние материалы вызывают сосуществование нескольких поверхностных решений, которые характеризуются повышенной степенью локализации. Примечательно, что гибридные поверхностные моды появляются для больших областей в пространстве параметров, что является ключевым свойством с точки зрения их экспериментального наблюдения.

В работе [6] показано, что поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль двумерных границ раздела, разделяющих разные метаматериалы, могут вести себя аналогично трёхмерным электромагнитным волнам в обычных или левосторонних средах, в зависимости от проницаемости или диэлектрической проницаемости двух материалов, образующих границу раздела сред. Получены условия, когда поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль двумерных границ раздела, переносят энергию, противоположную фазовой скорости. По аналогии с трёхмерными левосторонними средами получено, как аномальное черенковское излучение, так и обратный эффект Доплера. Отрицательное преломление на границе раздела между двумя различными границами раздела сред может быть полезно для идеального двумерного линзирования.

В работе [7] изучена кольцевая полость, заполненная пластиной из правого матери-

ала и пластиной из левого материала. Предполагается, что оба слоя являются нелинейными керровскими средами. Сначала выведена модель распространения света в левостороннем материале. Построив модель действующего поля, показано, что знак дифракции можно сделать положительным или отрицательным в этом резонаторе, в зависимости от толщины слоёв. Динамическое поведение модуляционной неустойчивости сильно зависит от знака коэффициента дифракции. При изучении диссипативных структур в этом резонаторе выявлено преобладание двумерного процесса повышающего переключение над образованием пространственно-периодических структур, приводящих к усечению однородного цикла гистерезиса.

В статье [8] показано, что в плоском волноводе, возбуждаемом линейным источником, можно управлять бесконечными модами, генерировать и передавать бесконечную плотность мощности, если волновод заполнен двухслойной средой одинаковой толщины, в которой одна из сред представляет собой воздух, а другая из сред является левосторонней средой. Чрезвычайно высокая плотность мощности может генерироваться и передаваться, когда плоский волновод, возбуждаемый линейным источником, содержит небольшие потери, и высокая мощность всё ещё может быть достигнута, даже если существуют относительно большие задержки и потери.

Одноосно анизотропные киральные среды довольно легко реализовать искусственно, где киральность проявляется только в одном направлении. В работе [9] исследованы преломляющие свойства плоской волны, падающей из свободного пространства в такие одноосно киральные среды. Разные отрицательные фазовые или групповые скорости преломления происходят в одной или двух собственных волнах одновременно или по отдельности. Следовательно, одноосно-киральные среды могут поддерживать больше видов отрицательных преломлений, чем изотропные киральные среды и левосторонние материалы. В одноосном киральном предложении условие реализации отрицательного преломления может быть довольно свободным.

Отрицательная рефракция — это явление, о котором недавно сообщалось в случае левосторонних сред (изотропных или нет), фотонных кристаллов и вращающихся одноосных сред. В работе [10] идентифицировано другое происхождение отрицательного преломления из-за движения передаваемой среды параллельно границе раздела, на котором происходит преломление. Предыдущие работы в этой области были сосредоточены на скоростях среды, которые превышают черенковский предел, в то время как здесь показано, что отрицательное преломление фактически достижимо при любых скоростях проходящей среды.

Из уравнений Максвелла и теоремы Пойнтинга, плотности электрической и магнитной энергии во временной области обычно определяются в частотно-дисперсионных средах на основе сохранения энергии. Как следствие, предлагается общее определение электрической и магнитной энергии. По сравнению с существующими формулами электрической и магнитной энергии в частотно-дисперсионных средах, новое определение более разумно и действительно в любом случае. В работе [11] показано, что сохранение энергии не нарушается в левосторонних средах.

В статье [12] представлена схема квантования электромагнитного поля, взаимодействующего с атомными системами в присутствии рассеивающих и поглощающих магнитодиэлектрических сред, в том числе левостороннего материала, имеющего отрицательную вещественную часть показателя преломления. Теория применяется к спонтанному распаду двухуровневого атома в центре сферической полости в свободном пространстве, окруженной магнитодиэлектрическим веществом перекрывающихся энергетических зон. Представлены результаты для больших и малых полостей, а также проблема локальных полевых поправок в модели реальной полости.

В работе [13] изучена передача на границе раздела между правосторонней средой и

частотно-дисперсионной левосторонней средой. Чтобы учесть дисперсию, рассматриваются два типа спектров сигнала. Первая состоит из двух дискретных частот, а вторая является гауссовой. Получены явные выражения для полей временной области, из которых рассчитываются усредненные по времени векторы Пойнтинга и, следовательно, векторы потока мощности. В обоих случаях волны преломляются под отрицательными углами на границе раздела между правосторонней средой и частотно-дисперсионной левосторонней средой.

На микроволновых частотах полые металлические волноводы ведут себя в определённых аспектах как «одномерная плазма». Эта функция будет выгодно использоваться для моделирования распространения электромагнитных волн в левосторонних метаматериалах при условии, что полый волновод периодически нагружается расщеплённым кольцевые резонаторы. В работе [14] показано, что электромагнитная передача в этой структуре возможна в определенной полосе частот, даже если поперечные размеры волновода намного меньше, чем соответствующая длина волны в свободном пространстве. Этот эффект может быть качественно и количественно объяснен теорией левого метаматериала, таким образом обеспечивая новую экспериментальную проверку такой теории.

В статье [15] исследованы особенности распространения электромагнитных волн в одноосно-анизотропных левосторонних средах. Обсуждается, при каких условиях аномальное отражение или преломление должно происходить на границе раздела, когда распространяющиеся волны переходят из одной изотропной регулярной среды в другую одноосно-анизотропную левостороннюю среду, и при каких условиях происходит аномальная передача, когда мимолётная волна передается через пластину одноосная анизотропная левосторонняя среда. Показано, что характеристики распространения электромагнитных волн в одноосно-анизотропных левосторонних средах существенно отличаются от характеристик в изотропных левосторонних средах.

Метаматериалы как искусственные среды с субволновыми элементарными ячейками предлагают многообещающие подходы для передачи электромагнитных волн. Идеальная суперлинза в виде пластины с отрицательным показателем преломления может создать идеальное изображение [16]. Гиперлинза, созданная из материала с неопределённым тензором диэлектрической проницаемости (так называемый гиперболический метаматериал [17, 18]), позволяет превзойти дифракционный предел [19].

Недавно было показано, что конструкции пассивных линз могут сохранять идеальное линзирование, несмотря на собственные потери в составе левых материалов. В работе [20] показано, что сохранение энергии не противоречит работе таких идеальных линз с потерями: необратимая передача электромагнитной энергии материалу с потерями диктует, что меньшая часть энергии, излучаемой источником, поступает на изображение, но точность изображения абсолютно сохраняется. Кроме того, мощность изучения, которая действительно достигает идеального изображения, должна уменьшаться вдали от системы. Показано, что это применимо к любой многослойной идеальной линзе на основе левого носителя, включая хорошо известную линзу Веселаго. Для объектива Максвелла с «рыбьим глазом» расход энергии универсален для всех идеальных объективов и присущ любому идеальному изображению. Поэтому правильное рассмотрение этой уникальной динамики силы имеет важное значение для любой успешной практической реализации идеальных линз из существующих метаматериалов.

В работе [21] осуществлена локализация электромагнитных волн и энергий, используя левую линию передачи суперлинзы. Подробно описана процедура создания сред для правой и левой линий электропередачи, которые соответствуют вакууму и слегка несовпадающему антивакууму соответственно. После надлежащего проектирования и правильного согласования с нагрузками на клеммах рассмотрен результат создания суперлинзы, использующей левую линию передачи. С помощью моделирования CBЧцепей с использованием усовершенствованной системы проектирования показано, что почти все электромагнитные поля и энергии ограничены в области между двумя источниками напряжения с одинаковой амплитудой и антифазами, когда они размещены на изображении точки суперлинзы. В результате моделирования чётко наблюдаются сильные поверхностные волны, что согласуется с теоретическим анализом суперлинзы из однородного левого материала с небольшими потерями. Здесь небольшие потери вызваны пространственной дисперсией сетей линий электропередачи. Различные несоответствия антивакуума для левых сред приводят к разным характеристикам суперлинзы, которые определяются параметрами схемы.

Проведённый анализ научной литературы показывает актуальность исследования метаматериалов и нанокомпозитов на основе метаматериалов.

Теоретическая модель и результаты

Метаматериалы — это композитные среды, состоящие из субволновых структур в виде метамолекул. Эти искусственные структуры популярны благодаря своим неестественным свойствам, таким как отрицательный показатель преломления, сильная локализация поля, маскировка, сильный магнитный отклик, суперлинзинговый эффект и другие. Метаматериалы имеют высокий технологический спрос, так как их электромагнитные свойства легко настраиваются путём изменения геометрических размеров и форм.

Оптические свойства плёнки из метаматериала сильно зависят от весового содержания наноразмерных включений в матрице. Необходимо определить оптимальное содержание наноразмерных включений, при котором достигаются наилучшие показатели в минимальном отражении и максимальном пропускании оптического излучения. Рассматриваемая проблема имеет отношение к поиску абсолютно прозрачного нанокомпозита.

Согласно теории теории гомогенизации, анизотропная среда, состоящая из матрицы метаматериала и системы нановключений, может быть представлена как сплошная среда, обладающая эффективным показателем преломления.

Эффективный комплексный показатель преломления плёнки из метаматериала, состоящего из матрицы метаматериала с показателем преломления n_m и наноразмерных включений с показателем преломления n_p может быть найден по следующей формуле [22, 23]:

$$n_{eff} = f_1 n_p + (1 - f_1) n_m . (1)$$

Весовое содержание наноразмерных включений в плёнке из метаматериала определим по следующей формуле:

$$f_1 = \frac{\rho_A q_1}{\rho_A q_1 + \rho_m q_1} ,$$
 (2)

где ρ_A , ρ_m – плотности массивных материалов нановключений и матрицы соответственно, $f_1 = N'_0 \frac{4\pi}{3} a^3$, a – радиус нановключений, $N'_0 = 1/(R_x R_y R_z)$ – средняя концентрация нановключений в плёнке из метаматериала, $R_{\gamma} = 2a + \Delta_{\gamma}$, Δ_{γ} – среднее расстояние между поверхностями соседних нановключений, $\gamma = x, y, z$.

Обозначим через E_0^s и R^s амплитуды падающей и отражённой волн в среде 1 для случая *s*-поляризованной внешней электромагнитной волны. Электромагнитное поле в плёнке из метаматериала складывается из преломлённой оптической волны на границе сред 1 и 2 (амплитуда E_1^s) и оптической волны, отражённой от границы 2-3 (амплитуда E_2^s). Граничные условия на границах раздела сред, находящихся на поверхностях плёнки из метаматериала, дают следующие уравнения [24]:

$$E_1^s = t_{12}^\perp E_0^s + r_{21}^s E_2^s , \qquad (3)$$

$$R_1^s = r_{12}^s E_0^s + t_{21}^s E_2^s , (4)$$

$$T_1^s = t_{23}^{\perp} E_1^s \exp\{(i\phi_1)\} , \qquad (5)$$

$$T_1^s r_{23}^s = t_{23}^s E_2^s \exp\left(-i\phi_1\right) , \qquad (6)$$

где T_1^s — амплитуда электромагнитной волны, прошедшей в подстилающую среду 3,

$$t_{ik}^{s} = \frac{2(n_{i} + i\kappa_{i})\cos\theta_{i}}{(n_{i} + i\kappa_{i})\cos\theta_{i} + (n_{k} + i\kappa_{k})\cos\theta_{k}},$$
(7)

$$r_{ik}^{s} = \frac{(n_{i} + i\kappa_{i})\cos\theta_{i} - (n_{k} + i\kappa_{k})\cos\theta_{k}}{(n_{i} + i\kappa_{i})\cos\theta_{i} + (n_{k} + i\kappa_{k})\cos\theta_{k}}$$
(8)

амплитудные френелевские коэффициенты для оптического прохождения и оптического отражения, соответствующие *s*-поляризованным электромагнитным волнам, *i*, *k* индексы, нумерующие среду. Так, в среде 1 имеем θ_1 — угол падения внешней электромагнитной волны, в среде 2 θ_2 — угол преломления, θ_3 — угол преломления в среде 3, $n_1 = 1, \kappa_1 = 0, n_2 + i \kappa_2$ — комплексный показатель преломления плёнки из метаматериала с нановключениями, $n_3 + i \kappa_3$ — показатель преломления подстилающей среды. В рассматриваемом приближении можно считать подстилающую среду полубесконечной средой по сравнению с толщиной плёнки из метаматериала. Из уравнений (5) и (6) имеем соотношение

$$E_2^s = r_{23}^s \exp\left(2i\phi_1\right) \ E_1^s \ . \tag{9}$$

Угол θ_2 в плёнке из метаматериала определим из обобщённого закона преломления оптического излучения [24]:

$$\sin \theta_2 = \frac{\sin \theta_1}{n_2 + i\kappa_2} \,. \tag{10}$$

Экспоненциальные множители в выражениях (5)–(6) учитывают изменение фазы и амплитуды волн на толщине плёнки из метаматериала d_2 , причём для фазового множителя, который стоит в показателе экспоненты, выполняется следующее соотношение:

$$\phi_1 = k_0 d_2 \sqrt{(n_2 + i\kappa_2)^2 - \sin^2 \theta_1} .$$
(11)

Из уравнений (3), (6) определим напряжённость электрического поля внутри плёнки из метаматериала вблизи границы раздела 1-2 [24]:

$$E_1^s = E_0^s \frac{t_{12}^s}{1 + r_{12}^s r_{23}^s \exp\left(2\,i\phi_1\right)} , \qquad (12)$$

а также напряжённость электрического поля внутри плёнки из метаматериала вблизи границы раздела сред 2 и 3

$$E_2^s = E_0^s \frac{t_{12}^s r_{23}^s \exp\left(2\,i\,\phi_1\right)}{1 + r_{12}^s r_{23}^s \exp\left(2\,i\,\phi_1\right)} \,. \tag{13}$$

Из уравнения (4) определим амплитуду отражённой оптической волны от плёнки из метаматериала:

$$R_1^s = E_0^s \frac{r_{12}^s + r_{23}^s \exp\left(2\,i\,\phi_1\right)}{1 + r_{12}^s r_{23}^s \exp\left(2\,i\,\phi_1\right)} \,. \tag{14}$$

Теперь можно найти амплитуду прошедшей электромагнитной волны в подстилающую среду из следующего выражения [24]:

$$T_1^s = E_0^s \frac{t_{12}^s t_{23}^s \exp\left(i\phi_1\right)}{1 + r_{12}^s r_{23}^s \exp\left(2\,i\phi_1\right)} \,. \tag{15}$$

Формулы (12)–(15) решают поставленную граничную задачу оптики плёнок из метаматериала. Аналогичным образом могут быть определены и амплитуды p–поляризованных волн.

Рассмотрим вывод дисперсионного соотношения в однородном изотропном метаматериале, находящимся во внешнем поле оптического излучения. Существует несколько способов моделирования распространения электромагнитной волны в некоторой среде. Самым общим способом описания этого распространения является система уравнений Максвелла, из которой можно получить векторные волновые уравнения для определения электрической и магнитной компонент поля.

Рассмотрим однородную структуру метаматериала. Запишем уравнения Максвелла для однородного изотропного метаматериала в виде

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mu_j \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} ,$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon_j \mathbf{E}) = 0 ,$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \varepsilon_j \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} ,$$

$$\nabla \cdot (\mu_j \mathbf{H}) = 0 .$$
(16)

Индекс *j* принимает значение *n* для нанокомпозита или значение *d* для диэлектрика.

Диэлектрическую проницаемость для металлических наноразмерных включений можно описать в рамках модели Друде-Лоренца. Она будет иметь следующий вид:

$$\varepsilon_p = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega \left(\gamma_0 + Av_F/a\right)} , \qquad (17)$$

где ε_0 – постоянный вклад, учитывающий межзонные переходы связанных электронов, ω_p – плазменная частота, γ_0 – параметр релаксации в неограниченном объеме металла. Формула Максвелл-Гарнетта имеет вид:

$$\frac{\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_m}{\varepsilon_{\text{eff}} + 2\varepsilon_m} = f \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_m}{\varepsilon_{\text{eff}} + 2\varepsilon_m} \,. \tag{18}$$

Предполагая, что и диэлектрик и нанокомпозит являются однородными и изотропными, подставим в уравнение Максвелла решение в виде плоских волн:

$$(\mathbf{E}, \mathbf{H}) \propto A(z) e^{i(\omega t - \beta x)} . \tag{19}$$

После подстановки (19) возникают уравнения Гельмгольца для каждой из сред. Система уравнений разделяется на две независимые подсистемы собственных волн: (E_x, H_y, E_z) и (H_x, E_y, H_z) . Первая подсистема соответствует ТМ-волне, вторая – ТЕ-волне. Запишем уравнения для полей ТМ-волны:

$$\frac{d^2 H_y}{dz^2} - q_j^2 H_y = 0 ,
\frac{dH_y}{dz} = -ik_0 \varepsilon_j E_x ,
\beta H_y = -k_0 \varepsilon_j E_z .$$
(20)

где ω – частота, изучаемой волны, β – продольная константа распространения. Уравнения второй подсистемы выглядят аналогично. Для поперечных компонент константы распространения в диэлектрике и нанокомпозите вводятся следующее обозначения:

$$q_d^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d \mu_d , \qquad (21)$$

$$q_n^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{\text{eff}} \mu_n , \qquad (22)$$

где $k_0 = \omega/c$, c – скорость света в вакууме, ε_d – диэлектрическая проницаемость материала подложки, ε_{eff} – эффективная диэлектрическая проницаемость однородного нанокомпозита; μ_d – магнитная проницаемость диэлектрика подложки, μ_n – магнитная проницаемость нанокомпозита.

Для получения дисперсионного соотношения необходимо использовать равенство тангенциальных компонент электрического и магнитного полей. Амплитуды всех полей должны затухать в направлении при удалении от z = 0, поскольку источников излучения нет ни внутри диэлектрика, ни внутри нанокомпозитной среды. Решения в диэлектрике и нанокомпозите примут следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{(E,H)}_d &\propto A e^{-q_d z} e^{i(\omega t - \beta x)}, \ z > 0 \ , \\ \mathbf{(E,H)}_n &\propto A e^{q_n z} e^{i(\omega t - \beta x)}, \ z < 0 \ . \end{aligned}$$
 (23)

Граничное условие для волн ТЕ-типа запишется в виде:

$$\begin{cases}
H_x^d = H_x^n, \\
E_y^d = E_y^n.
\end{cases},$$
(24)

Из соотношений (24) и (23) получается уравнение

$$\frac{q_n}{\mu_n} + \frac{q_d}{\mu_d} = 0$$
 . (25)

Данное граничное условие не может быть удовлетворено, так как все величины в уравнении положительные. Из этого следует, что на поверхности диэлектрического нанокомпозита волны TE-типа не реализуется.

В дальнейшем нас будут интересовать только волны ТМ-типа. Для волн ТМ-типа граничное условие запишется аналогично:

$$\begin{cases} E_x^d = E_x^n , \\ H_y^d = H_y^n . \end{cases},$$
(26)

Получаем соотношение, подобное (25):

$$\frac{q_n}{\varepsilon_{\text{eff}}} + \frac{q_d}{\varepsilon_d} = 0 , \qquad (27)$$

Пользуясь этим соотношением можно выразить величину продольной константы распространения через диэлектрическую и магнитную проницаемость обеих граничащих сред. Для этого нужно совместно решить систему уравнений из условия (27) и выражений (21). Следует отметить, что в оптическом диапазоне частот магнитные проницаемости материалов структур равны единице. Итого получаем следующее дисперсионное соотношение:

$$\beta^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_d \varepsilon_{\text{eff}} \left(\varepsilon_d \mu_n - \varepsilon_{\text{eff}} \mu_d\right)}{\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{\text{eff}}^2} = k_0^2 \frac{\varepsilon_d \varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_d + \varepsilon_{\text{eff}}} \,. \tag{28}$$

Резонансный характер всех констант распространения целиком обеспечен частотной зависимостью эффективной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\rm eff}$ нанокомпозитной среды.

НАУКА ONLINE. № 2 (15). 2021 •

Конкретный вид $\varepsilon_{\text{eff}}(z)$ не оговаривался ранее, поэтому следует ввести эту зависимость. Подставим (19) в формулу (16) и запишем величину эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозитной среды $\varepsilon_{\text{eff}}(z)$:

$$\varepsilon_{\text{eff}}(z) = \varepsilon_m \left(1 + \frac{3f_0 \exp\left(-z/z_0\right)\left(\varepsilon_p - \varepsilon_m\right)}{3\varepsilon_m + \left(1 - f_0 \exp\left(-z/z_0\right)\right)\left(\varepsilon_p - \varepsilon_m\right)} \right) , \qquad (29)$$

а также величину эффективной магнитной проницаемости нанокомпозитной среды из метаматериала в виде:

$$\mu_{\text{eff}}(z) = \mu_m \left(1 + \frac{3f_0 \exp\left(-z/z_0\right) \left(\mu_p - \mu_m\right)}{3\mu_m + \left(1 - f_0 \exp\left(-z/z_0\right)\right) \left(\mu_p - \mu_m\right)} \right) , \qquad (30)$$

где μ_m – магнитная проницаемость материала матрицы нанокомпозитной среды, μ_p – магнитная проницаемость материала наноразмерных включений в нанокомпозитную среду.

Поскольку получение дисперсионного соотношения без каких-либо дополнительных приближений вызвало определенные трудности, воспользуемся малостью объёмной доли наноразмерных включений ($f_0 \ll 1$). Тогда зависимость от координаты z в знаменателе формулы (29) пропадет.

Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокомпозитной среды с наноразмерными включениями из метаматериала примет вид:

$$\varepsilon_{\text{eff}}(z) = \varepsilon_m \left(1 + \frac{3f_0 \left(\varepsilon_p - \varepsilon_m\right)}{2\varepsilon_m + \varepsilon_p} \exp\left(-z/z_0\right) \right) \,. \tag{31}$$

Эффективная магнитная проницаемость нанокомпозитной среды с наноразмерными включениями из метаматериала примет вид:

$$\mu_{\text{eff}}(z) = \mu_m \left(1 + \frac{3f_0 \left(\mu_p - \mu_m\right)}{2\mu_m + \mu_p} \exp\left(-z/z_0\right) \right) \,. \tag{32}$$

Компоненты вектора Умова-Пойтинга в нанокомпозитной среде приобретают более сложный вид из-за сложной координатной зависимости полей и эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозитной среды:

$$S_x^n = \frac{S_0 \left| \varepsilon_{\text{eff}} \left(z \right) \right|}{k_0} \left| J_{2z_0 q_{n0}} \left(2z_0 \psi e^{-\frac{z}{2z_0}} \right) \right|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{\beta}{\varepsilon_{\text{eff}} \left(z \right)} \right) , \qquad (33)$$

а *z*-компонента вектора Умова-Пойтинга принимает вид:

$$S_{z}^{n} = \frac{S_{0} \left| \varepsilon_{\text{eff}} \left(z \right) \right|}{k_{0}} \left| J_{2z_{0}q_{n0}} \left(2z_{0}\psi e^{-\frac{z}{2z_{0}}} \right) \right|^{2} \times \operatorname{Re} \left(\frac{i}{\varepsilon_{\text{eff}} \left(z \right)} \left(\left(\frac{1}{2\varepsilon_{\text{eff}} \left(z \right)} \frac{\partial \varepsilon_{\text{eff}} \left(z \right)}{\partial z} - q_{n0} \right) + \psi e^{-\frac{z}{2z_{0}}} F \left(z \right) \right) \right), \quad (34)$$

где введена величина F(z), равная

$$F(z) = \frac{J_{2z_0q_{n0}+1}\left(2z_0\psi e^{-\frac{z}{2z_0}}\right)}{J_{2z_0q_{n0}}\left(2z_0\psi e^{-\frac{z}{2z_0}}\right)} .$$
(35)

Отношение потоков электромагнитных волн в неоднородном нанокомпозите и диэлектрике имеет тот же вид, что и в случае однородного нанокомпозита. Отличие заключается в наличии дополнительного множителя, связанного с координатной зависимостью амплитуды поля в нанокомпозите, отличного от экспоненциальной.

$$\frac{S_x^n}{S_x^d} = \left|\sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}\left(z\right)} J_{2z_0q_{n0}}\left(2z_0\psi\exp\left(-z/2z_0\right)\right)\right|^2 \left(\frac{\varepsilon_{\text{eff}}'\left(z\right)}{\varepsilon_d} + \frac{\beta''\varepsilon''_{\text{eff}}\left(z\right)}{\beta'\varepsilon_d}\right) ,\qquad(36)$$

где $\varepsilon'(z)$ – действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозитной среды с наноразмерными включениями из метаматериалов, $\varepsilon''(z)$ – мнимая часть эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозитной среды с наноразмерными включениями из метаматериалов в случае неоднородной нанокомпозитной среды, вычисленные в оптическом приближении.

Приведём результаты численных расчётов коэффициентов оптического отражения и пропускания нанокомпозитных сред из метаматериалов. Оптические свойства метаматериала определяются не столько структурной организацией, сколько характеристиками образующих его компонент. При этом его эффективные характеристики нанокомпозита из метаматериала могут значительно отличаться как от характеристик металла (включений), так и диэлектрика матрицы нанокомпозита, принимая совершенно уникальные значения, которые не встречаются среди природных материалов. Примером таких экзотических характеристик можно назвать показатель преломления, который способен изменяется в широких пределах в оптическом диапазоне. Эффективный показатель преломления нанокомпозитной среды при этом может быть сверхбольшим, близким к единице или много меньше единицы. Весьма важными представляются также исследование физических процессов распространения света в неоднородной среде, примером которой могут являться многие нанокомпозитные среды с наночастицами.

Нанокомпозитные плёнки из метаматериалов с отрицательными значениями эффективного показателя преломления находятся во внешнем поле оптического излучения и могут располагаться на различных подложках.

Вычислим эффективный комплексный показатель преломления среды 1 из метаматериала 1. Для определения показателя преломления плёнки используем следующую формулу смешения

$$n_1 = f_1 n_1^p + (1 - f_1) n_1^m , \qquad (37)$$

где f_1 – фактор заполнения частицами плёнки среды 1.

Рассмотрим результаты численных расчётов энергетических коэффициентов оптического отражения и пропускания нанокомпозитных сред из метаматериалов. На рис. 1 изображён график зависимости действительной части комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 1 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 - i0.12$.

На рис. 2 изображён график зависимости мнимой части комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 1 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 - i0.12$.

Рассмотрим результаты численных расчётов оптического отражения и пропускания нанокомпозитной плёнки из метаматериала 1. На рис. 3 изображён график зависимости энергетического коэффициента отражения плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 1 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. На вставке изображён энергетический коэффициент поглощения плёнки. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3^\circ$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 - i0.12$.



Рис. 1. Действительная часть комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 1 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 - i0.12$.



Рис. 2. Мнимая часть комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 1 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 - i0.12$.

На рис. 4 изображён график зависимости энергетического коэффициента пропускания плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 1 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3^\circ$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 - i0.12$.

Вычислим комплексный показатель преломления среды 1 из метаматериала 2. На рис. 5 изображён график зависимости действительной части комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 2 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -0.981 - i0.032$.

На рис. 6 изображён график зависимости мнимой части комплексного показателя



Рис. 3. Энергетический коэффициент отражения плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 1 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. На вставке изображён энергетический коэффициент поглощения плёнки. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3^\circ$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 - i0.12$.



Рис. 4. Энергетический коэффициент пропускания плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 1 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3^\circ$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 - i0.12$.

преломления среды 1 из метаматериала 2 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -0.981 - i0.032$.

Рассмотрим оптическое отражение и пропускание плёнки из метаматериала 2. На рис. 7 изображён график зависимости энергетического коэффициента отражения плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 2 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. На вставке изображён энергети-



Рис. 5. Действительная часть комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 2 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -0.981 - i0.032$.



Рис. 6. Мнимая часть комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 2 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -0.981 - i0.032$.



Рис. 7. Энергетический коэффициент отражения плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 2 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. На вставке изображён энергетический коэффициент поглощения плёнки. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3°$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -0.981 - i0.032$.

ческий коэффициент поглощения плёнки. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3^{\circ}$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -0.981 - i0.032$.



Рис. 8. Энергетический коэффициент пропускания плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 2 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3^{\circ}$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -0.981 - i0.032$.

На рис. 8 изображён график зависимости энергетического коэффициента пропускания плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 2 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3°$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -0.981 - i0.032$.



Рис. 9. Действительная часть комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 3 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 + i0.032$.

Вычислим эффективный комплексный показатель преломления нанокомпозитной среды 1 с матрицей из метаматериала 3. На рис. 9 изображён график зависимости действительной части комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 3 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 + i0.032$.



Рис. 10. Мнимая часть комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 3 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 + i0.032$.

На рис. 10 изображён график зависимости мнимой части комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 3 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 + i0.032$.



Рис. 11. Энергетический коэффициент отражения плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 3 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. На вставке изображён энергетический коэффициент поглощения плёнки. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3^\circ$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 + i0.032$.

Рассмотрим результаты численных расчётов оптического отражения и пропускания нанокомпозитной плёнки с наноразмерными включениями из метаматериала 3. На рис. 11 изображён график зависимости энергетического коэффициента отражения плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 3 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны оптического излучения. На вставке изображён энергетический коэффициент поглощения плёнки. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3°$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 + i0.032$.

На рис. 12 изображён график зависимости энергетического коэффициента пропускания плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 3 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3^\circ$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 + i0.032$.

Вычислим комплексный показатель преломления среды 1 из метаматериала 4. На рис. 13 изображён график зависимости действительной части комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 4 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.072 + i0.051$.

На рис. 14 изображён график зависимости мнимой части комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 4 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.072 + i0.051$.

Рассмотрим результаты численных расчётов энергетических коэффициентов оптического отражения и пропускания нанокомпозитной плёнки с наноразмерными включениями из метаматериала 4. На рис. 15 изображён график зависимости энергетического коэффициента отражения плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 4 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. На вставке изображён энергетический коэффициент поглощения плёнки. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3^\circ$. Показатель преломления матрицы плёнки равен



Рис. 12. Энергетический коэффициент пропускания плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 3 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3^\circ$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.121 + i0.032$.



Рис. 13. Действительная часть комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 4 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.072 + i0.051$.

 $n_1^m = -1.072 + i0.051.$

На рис. 16 изображён график зависимости энергетического коэффициента пропускания плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 4 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3°$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.072 + i0.051$.

Вычислим эффективный комплексный показатель преломления нанокомпозитной среды 1 с наноразмерными включениями из метаматериала 5. На рис. 17 изображены графики зависимостей действительной и мнимой частей эффективного комплексного показателя преломления нанокомпозитной среды 1 с наноразмерными включениями из



Рис. 14. Мнимая часть комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 4 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.072 + i0.051$.



Рис. 15. Энергетический коэффициент отражения плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 4 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. На вставке изображён энергетический коэффициент поглощения плёнки. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3°$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.072 + i0.051$.

метаматериала 5 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = 0.121 + i0.032$.

Рассмотрим оптическое отражение и пропускание плёнки из метаматериала 5. На рис. 18 изображены графики зависимостей энергетического коэффициента отражения и энергетического коэффициента пропускания нанокомпозитной плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 5 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. На вставке изображён энергетический коэффи-



Рис. 16. Энергетический коэффициент пропускания плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 4 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3^\circ$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = -1.072 + i0.051$.



Рис. 17. Действительная часть (а) и мнимая (б) комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 5 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = 0.121 + i0.032$.

циент поглощения плёнки. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3^{\circ}$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = 0.121 + i0.032$.

Вычислим комплексный показатель преломления среды 1 из метаматериала 6. На рис. 19 изображён график зависимости действительной и мнимой частей комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 6 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = 0.072 + i0.051$.

Рассмотрим оптическое отражение и пропускание нанокомпозитной плёнки из метаматериала 6. На рис. 20 изображены графики зависимостей энергетического коэффициента отражения и энергетического коэффициента пропускания нанокомпозитной плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 6 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. На вставке изображён



Рис. 18. Энергетический коэффициент отражения (а) и энергетический коэффициент пропускания (б) плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 5 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. На вставке изображён энергетический коэффициент поглощения плёнки. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3^\circ$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = 0.121 + i0.032$.



Рис. 19. Действительная часть (а) и мнимая часть (б) комплексного показателя преломления среды 1 из метаматериала 6 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = 0.072 + i0.051$.

энергетический коэффициент поглощения плёнки. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3$ °. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = 0.072 + i0.051$.

Заключение

Разработка и изучение метаматериалов на основе комбинации металлов и диэлектриков имеет важнейшее значение для современной оптики и оптоэлектроники, поскольку такие наносистемы из метаматериалов обладают уникальным набором химических, физических, физико-механических и эксплуатационных свойств. Характеристики таких метаматериалов сложным образом зависят от структурных параметров, таких как состав, форма и размер включений (наночастиц, нанопроволок, нанослоёв, квантовых наносистем), распределение их по размерам, равномерность расположения включений в объёме матрицы наносистемы из метаматериалов. Построена модель для теоретического описания процессов оптического отражения и пропускания нанокомпзитной плёнки из метаматериала, находящейся в поле оптического излучения.



Рис. 20. Энергетический коэффициент отражения (a) и энергетический коэффициент пропускания (б) нанокомпозитной плёнки среды 1 толщиной $d_1 = 120$ мкм из метаматериала 6 с фактором заполнения наночастицами серебра $f_1 = 4\%$ от длины волны излучения. На вставке изображён энергетический коэффициент поглощения плёнки. Угол падения внешнего излучения $\theta_0 = 3^\circ$. Показатель преломления матрицы плёнки равен $n_1^m = 0.072 + i0.051$.

По результатам работы можно сделать следующие выводы:

- В результате написания обзора литературы по оптическим свойствам сред из метаматериалов показана актуальность разработки теоретических и численных моделей метаматериалов для создания новых наноразмерных оптоэлектронных устройств нанофотоники и наноплазмоники с применением метаматериалов, обладающих отрицательными значениями эффективного показателя преломления в широком оптическом диапазоне длин волн излучения.
- Разработана теоретическая модель для адекватного описания оптического отражения, поглощения и пропускания плёнкой из метаматериала, обладающего отрицательным значением эффективного показателя преломления.
- 3. Показано, что можно повысить оптическое пропускание границы раздела с плёнкой из метаматериала, обладающего отрицательными значениями эффективного комплексного показателя преломления, при изменении фактора заполнения и размеров металлических наночастиц. Плёнки из метаматериалов, состоящие из матрицы в виде метаматериала с отрицательным показателем преломления и системы наноразмерных включений из металлических наночастиц, обладают повышенным оптическим пропусканием через границу раздела с плёнкой из метаматериала.

В ходе написания работы использовались методы классической и квантовой нанооптики для проведения теоретических вычислений оптических характеристик нанокомпозитных плёнок из метаматериалов, а также численные методы расчёта оптических характеристик нанокомпозитных плёнок из метаматериалов.

Поставленная в работе гипотеза исследования, состоящая в том, что если провести исследование оптических свойств нанокомпозитных плёнок из метаматериала, то можно разработать оригинальные материалы для проектирования новых наноразмерных оптоэлектронных приборов, полностью подтверждена численными расчётами оптического отражения и пропускания нанокомпозитных плёнок из метаматериалов на основе левосторонних сред.

В настоящее время можно сделать вывод о перспективности данного подхода к описанию искусственных нелинейных метаматериалов и сред из метаматериалов, которые будут обладать уникальными характеристиками. Использование нелинейных метаматериалов и сред из метаматериалов позволит разработать новые и модернизировать достаточно широкий круг радиоэлектронных устройств СВЧ-диапазона (детекторы, преобразователи частоты, аттенюаторы, эквивалентные нагрузки, фильтры мод и гармоник радиосигнала), а также устройств наноэлектроники, акустоэлектроники и широкополосных телекоммуникационных систем. Особенное значение имеет разработка нелинейных метаматериалов и сред из метаматериалов, в которых физические эффекты, производящие внутри наноразмерных включений, начинают проявлять макроскопические свойства. При определённой степени наполнения наноразмерными включениями однородной диэлектрической или магнитной матрицы всё сильнее должны сказываться квантовые эффекты, связанные с туннельной проводимостью метаматериалов в отличие от диффузионного характера проводимости обычных материалов. Метаматериалы могут быть использованы для обеспечения электромагнитной совместимости различных радиотехнических систем.

Список использованных источников

- 1. Marqués Ricardo, Medina Francisco, Rafii-El-Idrissi Rachid. Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials // Physical Review B. 2002. apr. Vol. 65, no. 14. URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.65.144440.
- Centeno Emmanuel, Ciracì Cristian. Theory of backward second-harmonic localization in nonlinear left-handed media // Physical Review B. — 2008. — dec. — Vol. 78, no. 23. — URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.78.235101.
- Bliokh Yury P., Savel'ev Sergey, Nori Franco. Electron-Beam Instability in Left-Handed Media // Physical Review Letters. — 2008. — jun. — Vol. 100, no. 24. — URL: https: //doi.org/10.1103/physrevlett.100.244803.
- 4. Kemp Brandon A., Kong Jin Au, Grzegorczyk Tomasz M. Reversal of wave momentum in isotropic left-handed media // Physical Review A. 2007. may. Vol. 75, no. 5. URL: https://doi.org/10.1103/physreva.75.053810.
- 5. Enhanced localization of Dyakonov-like surface waves in left-handed materials / L.-C. Crasovan [et al.] // Physical Review B. 2006. oct. Vol. 74, no. 15. URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.74.155120.
- Left-Handed Interfaces for Electromagnetic Surface Waves / A. V. Kats [et al.] // Physical Review Letters. 2007. feb. Vol. 98, no. 7. URL: https://doi.org/10.1103/physrevlett.98.073901.
- 7. Negative diffraction pattern dynamics in nonlinear cavities with left-handed materials / Pascal Kockaert [et al.] // Physical Review A. 2006. sep. Vol. 74, no. 3. URL: https://doi.org/10.1103/physreva.74.033822.
- Cheng Qiang, Cui Tie Jun. High-power generation and transmission through a lefthanded material // Physical Review B. - 2005. - sep. - Vol. 72, no. 11. - URL: https: //doi.org/10.1103/physrevb.72.113112.
- Cheng Qiang, Cui Tie Jun. Negative refractions in uniaxially anisotropic chiral media // Physical Review B. - 2006. - mar. - Vol. 73, no. 11. - URL: https://doi.org/10. 1103/physrevb.73.113104.

- 10. Grzegorczyk Tomasz M., Kong Jin Au. Electrodynamics of moving media inducing positive and negative refraction // Physical Review B. 2006. jul. Vol. 74, no. 3. URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.74.033102.
- 11. Cui Tie Jun, Kong Jin Au. Time-domain electromagnetic energy in a frequencydispersive left-handed medium // Physical Review B. - 2004. - nov. - Vol. 70, no. 20. - URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.70.205106.
- 12. Electromagnetic-field quantization and spontaneous decay in left-handed media / Ho Trung Dung [et al.] // Physical Review A. 2003. oct. Vol. 68, no. 4. URL: https://doi.org/10.1103/physreva.68.043816.
- 13. Power Propagation in Homogeneous Isotropic Frequency-Dispersive Left-Handed Media / J. Pacheco [et al.] // Physical Review Letters. — 2002. — dec. — Vol. 89, no. 25. — URL: https://doi.org/10.1103/physrevlett.89.257401.
- Left-Handed-Media Simulation and Transmission of EM Waves in Subwavelength Split-Ring-Resonator-Loaded Metallic Waveguides / R. Marqués [et al.] // Physical Review Letters. — 2002. — oct. — Vol. 89, no. 18. — URL: https://doi.org/10.1103/ physrevlett.89.183901.
- 15. Hu Liangbin, Chui S. T. Characteristics of electromagnetic wave propagation in uniaxially anisotropic left-handed materials // Physical Review B. — 2002. — aug. — Vol. 66, no. 8. — URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.66.085108.
- 16. Pendry J. B. Negative Refraction Makes a Perfect Lens // Physical Review Letters. 2000. — oct. — Vol. 85, no. 18. — P. 3966-3969. — URL: https://doi.org/10.1103/ physrevlett.85.3966.
- Smith D. R., Schurig D. Electromagnetic Wave Propagation in Media with Indefinite Permittivity and Permeability Tensors // Physical Review Letters. - 2003. - feb. - Vol. 90, no. 7. - URL: https://doi.org/10.1103/physrevlett.90.077405.
- Hyperbolic metamaterials / Alexander Poddubny [et al.] // Nature Photonics. 2013. nov. Vol. 7, no. 12. P. 948-957. URL: https://doi.org/10.1038/nphoton. 2013.243.
- 19. Jacob Zubin, Alekseyev Leonid V., Narimanov Evgenii. Optical Hyperlens: Far-field imaging beyond the diffraction limit // Optics Express. — 2006. — Vol. 14, no. 18. — P. 8247. — URL: https://doi.org/10.1364/oe.14.008247.
- 20. Rosenblatt Gilad, Orenstein Meir. Power drainage and energy dissipation in lossy but perfect lenses // Physical Review A. 2017. may. Vol. 95, no. 5. URL: https://doi.org/10.1103/physreva.95.053857.
- 21. Electromagnetic wave localization using a left-handed transmission-line superlens / Tie Jun Cui [et al.] // Physical Review B. 2005. jul. Vol. 72, no. 3. URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.72.035112.
- 22. 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.

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.

24. 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»

E-mail: kostya_altunin@mail.ru

ORCID iD (D) 0000-0002-0725-9416

Web of Science ResearcherID P I-5739-2014

SCOPUS ID Scopus 57201126207

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

E-mail: inna_sharnina
27@mail.ru

ORCID iD (10) 0000-0002-9777-7996

Web of Science ResearcherID P ABI-2941-2020

Investigation of the optical properties of a composite metamaterial with a matrix made of a material with a negative refractive index

K. K. Altunin ^(D), I. A. Sharnina^(D)

Ulyanovsk State Pedagogical University, 432071, Ulyanovsk, Russia

Submitted January 18, 2021 Resubmitted February 16, 2021 Published June 12, 2021

Abstract. The optical properties of a nanocomposite material with a metamaterial matrix with a negative refractive index are considered. Numerical calculations of the energy coefficients of optical transmission and reflection from the wavelength of optical radiation have been carried out. Graphs of the dependence of the energy coefficients of optical transmission and reflection for various parameters of composite metamaterials are plotted. It is shown that it is possible to effectively control the optical transmission of a nanocomposite material by changing the parameters of the inclusions and the matrix of the nanocomposite material. It has been shown that nanocomposite films made of metamaterials, consisting of a matrix in the form of a metamaterial with a negative refractive index and a system of nanosized inclusions of metal nanoparticles, have an increased optical transmission through the interface with a metamaterial film.

Keywords: nanocomposite, metamaterial, composite medium, optical radiation, optical ransmission, optical reflection, refractive index, Maxwell equations, optoelectronic device

PACS: 42.25.Bs

References

- Marqués Ricardo, Medina Francisco, Rafii-El-Idrissi Rachid. Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials // Physical Review B. — 2002. apr. — Vol. 65, no. 14. — URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.65.144440.
- 2. Rosenblatt Gilad, Orenstein Meir. Power drainage and energy dissipation in lossy but perfect lenses // Physical Review A. 2017. may. Vol. 95, no. 5. URL: https://doi.org/10.1103/physreva.95.053857.
- 3. Electromagnetic wave localization using a left-handed transmission-line superlens / Tie Jun Cui [et al.] // Physical Review B. 2005. jul. Vol. 72, no. 3. URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.72.035112.
- 4. Centeno Emmanuel, Ciracì Cristian. Theory of backward second-harmonic localization in nonlinear left-handed media // Physical Review B. 2008. dec. Vol. 78, no. 23. URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.78.235101.
- Bliokh Yury P., Savel'ev Sergey, Nori Franco. Electron-Beam Instability in Left-Handed Media // Physical Review Letters. — 2008. — jun. — Vol. 100, no. 24. — URL: https: //doi.org/10.1103/physrevlett.100.244803.

- Kemp Brandon A., Kong Jin Au, Grzegorczyk Tomasz M. Reversal of wave momentum in isotropic left-handed media // Physical Review A. - 2007. - may. - Vol. 75, no. 5. -URL: https://doi.org/10.1103/physreva.75.053810.
- 7. Enhanced localization of Dyakonov-like surface waves in left-handed materials / L.-C. Crasovan [et al.] // Physical Review B. 2006. oct. Vol. 74, no. 15. URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.74.155120.
- Left-Handed Interfaces for Electromagnetic Surface Waves / A. V. Kats [et al.] // Physical Review Letters. 2007. feb. Vol. 98, no. 7. URL: https://doi.org/10.1103/physrevlett.98.073901.
- 9. Negative diffraction pattern dynamics in nonlinear cavities with left-handed materials / Pascal Kockaert [et al.] // Physical Review A. 2006. sep. Vol. 74, no. 3. URL: https://doi.org/10.1103/physreva.74.033822.
- 10. Cheng Qiang, Cui Tie Jun. High-power generation and transmission through a lefthanded material // Physical Review B. - 2005. - sep. - Vol. 72, no. 11. - URL: https: //doi.org/10.1103/physrevb.72.113112.
- Cheng Qiang, Cui Tie Jun. Negative refractions in uniaxially anisotropic chiral media // Physical Review B. - 2006. - mar. - Vol. 73, no. 11. - URL: https://doi.org/10. 1103/physrevb.73.113104.
- 12. Grzegorczyk Tomasz M., Kong Jin Au. Electrodynamics of moving media inducing positive and negative refraction // Physical Review B. - 2006. - jul. - Vol. 74, no. 3. - URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.74.033102.
- 13. Cui Tie Jun, Kong Jin Au. Time-domain electromagnetic energy in a frequencydispersive left-handed medium // Physical Review B. - 2004. - nov. - Vol. 70, no. 20. - URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.70.205106.
- 14. Electromagnetic-field quantization and spontaneous decay in left-handed media / Ho Trung Dung [et al.] // Physical Review A. 2003. oct. Vol. 68, no. 4. URL: https://doi.org/10.1103/physreva.68.043816.
- 15. Power Propagation in Homogeneous Isotropic Frequency-Dispersive Left-Handed Media / J. Pacheco [et al.] // Physical Review Letters. — 2002. — dec. — Vol. 89, no. 25. — URL: https://doi.org/10.1103/physrevlett.89.257401.
- Left-Handed-Media Simulation and Transmission of EM Waves in Subwavelength Split-Ring-Resonator-Loaded Metallic Waveguides / R. Marqués [et al.] // Physical Review Letters. — 2002. — oct. — Vol. 89, no. 18. — URL: https://doi.org/10.1103/ physrevlett.89.183901.
- 17. Hu Liangbin, Chui S. T. Characteristics of electromagnetic wave propagation in uniaxially anisotropic left-handed materials // Physical Review B. — 2002. — aug. — Vol. 66, no. 8. — URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.66.085108.
- Pendry J. B. Negative Refraction Makes a Perfect Lens // Physical Review Letters. 2000. — oct. — Vol. 85, no. 18. — P. 3966-3969. — URL: https://doi.org/10.1103/ physrevlett.85.3966.

- 19. Smith D. R., Schurig D. Electromagnetic Wave Propagation in Media with Indefinite Permittivity and Permeability Tensors // Physical Review Letters. - 2003. - feb. - Vol. 90, no. 7. - URL: https://doi.org/10.1103/physrevlett.90.077405.
- 20. Hyperbolic metamaterials / Alexander Poddubny [et al.] // Nature Photonics. 2013. nov. Vol. 7, no. 12. P. 948–957. URL: https://doi.org/10.1038/nphoton. 2013.243.
- 21. Jacob Zubin, Alekseyev Leonid V., Narimanov Evgenii. Optical Hyperlens: Far-field imaging beyond the diffraction limit // Optics Express. - 2006. - Vol. 14, no. 18. -P. 8247. - URL: https://doi.org/10.1364/oe.14.008247.
- 22. Born M., Wolf E. Principles of Optics. Oxford : Pergamon Press, 1969. 720 p.
- 23. 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.
- 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.

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 **b** 0000-0002-0725-9416

Web of Science ResearcherID P I-5739-2014

SCOPUS ID SS 57201126207

Inna Alekseevna Sharnina — 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: inna_sharnina27@mail.ru

ORCID iD **D** 0000-0002-9777-7996

Web of Science ResearcherID P ABI-2941-2020