ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Кафедра общей физики

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ

Выполнил студент 405 группы Пономарев Анатолий Александрович

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент Колмычек Ирина Алексеевна.

Допущен к защите «_____» ____2019 г.

Заведующий кафедрой общей физики д.ф.-м.н., профессор А.М. Салецкий

> Москва 2019 г.

Оглавление

Введение
1. Литературный обзор5
1.1 Гиперболические метаматериалы5
1.2. Теория эффективной среды7
1.3. Эллипсометрия10
2. Образец
2.1.Образец13
2.2. Экспериментальная установка14
3. Результаты15
3.1. Спектры пропускания15
3.2. Эллипсометрия17
3.3. Расчеты 19
3.3.1. Наностержни19
3.3.2. Мультислоистые структуры22
Выводы
Список литературы 28

Введение

В нынешнее время создание и изучение различных метаматериалов, является продуктивной областью современной науки и физики, в частности. Уже сейчас мы имеем большое количество разнообразных структур. В этой работе рассматриваются гиперболические метаматериалы.

Метаматериалами называют созданные искусственно материалы, обладающие уникальными электромагнитными свойствами, не наблюдаемыми в природе. Разработка таких материалов позволяет получать уникальные электромагнитные свойства, например, отрицательное преломление [1], обращенные эффекты Доплера и Вавилова–Черенкова [2] и пр. Метаматериалы получили широкое применение в устройствах для передачи изображений с субволновым разрешением [3]; в создании покрытий, обеспечивающих невидимость [4]; в медицине [5]; в оптических наноантеннах [6, 7]; в создании материалов с большим нелинейно-оптическим откликом [8].

Гиперболическими метаматериалами называют композитные искусственные наноструктурированные материалы, в которых поперечная и продольная составляющие тензора диэлектрической и/или магнитной проницаемостей имеют <u>противоположные</u> знаки. Такие среды обладают одноосной анизотропией, так в одном направление они ведут себя как проводник и могут отражают падающий свет, в то же время в ортогональном ведут себя как диэлектрик преломляя проходящий свет.

3

Цель работы заключается в численном и экспериментальном исследовании оптических свойств гиперболических материалов, представленных в виде мультислоиной структуры металл-диэлектрик и массива металлических стержней в матрице диэлектрика.

Были поставлены следующие задачи:

1. Расчет дисперсионных зависимостей диэлектрической проницаемости гиперболических метаматериалов, образованных а) массивом наностержней золота в матрице диэлектрика; б) многослойной наноструктурой из металла и диэлектрика, в пакете Wolfram Mathematica

2. Экспериментальное исследование спектра пропускания для массива наностержней

3. Анализ эллипсометрии для типового образца массива наностержней в матрице диэлектрика

4

1. Литературный обзор

1.1 Гиперболические метаматериалы

Гиперболические метаматериалы (ГММ) получили свое название от топологии изочастотной поверхности. В вакууме линейное дисперсионное и изотропное поведение распространяющихся волн подразумевает сферическую изочастотную поверхность, определяемую уравнением

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \omega^2/c^2$$

Здесь волновой вектор определяется как $\vec{k} = [k_x, k_y, k_z], \omega$ частота излучения, а с - скорость света в свободном пространстве.

В случае гиперболических метаматериалов, обладающих ярко выраженной одноосной анизтропией закон дисперсии имеет вид

$$\frac{k_x^2 + k_y^2}{\varepsilon_{||}} + \frac{k_z^2}{\varepsilon_{\perp}} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2$$

Стоит отметить, что диэлектрический отклик среды задается тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon = [\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}]$, где $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{||}$ - компонента диэлектрическая проницаемость вдоль поверхности струтуры и $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\perp}$ - компонента перпендикулярная поверхности. В случае анизотропии изочастотная поверхность «искажается» эллипсоидом. Однако при выполнении условия $\varepsilon_{||} \cdot \varepsilon_{\perp} < 0$ изочастотная поверхность переходит в гиперболоид (рисунок 1). Условием является неодинаковость поведения материала в разных направлениях –проводника в одном и диэлектрика в другом. В природе пока что не нашлось материалов обладающих такими свойствами в оптическом диапазоне, но это можно достигнуть с помощью наноструктурированных сред.

В данной работе представлены 2 дизайна структур: металлические наностержни в матрице диэлектрика и многослойные наноструктуры из металла и диэлектрика.



Рисунок 1. Изочастотные дисперсионные поверхности для двух типов гиперболических метаматериалов: $\varepsilon_{||} > 0$, $\varepsilon_{\perp} < 0$ (тип I; левая поверхность) и $\varepsilon_{||} < 0$, $\varepsilon_{\perp} > 0$ (тип II; правая поверхность)



Рис. 2. Диэлектрические проницаемости. (а) Многослойная система: действительная часть диэлектрической проницаемости для многослойной структуры Ag-TiO2 с объемной доли серебра 35%. (b) Система наностержней: действительная часть диэлектрической проницаемости для структуры наностержней Ag-Al2O3 при 15% пористости. Выделены области epsilon near zero (ENZ) и epsilon near pole (ENP) [12]

Характерной особенностью таких структур является наличие двух характерных точек: прохождение действительной части диэлектрической проницаемости через нуль (Epsilon Near Zero – ENZ) либо резонансный полюс (Epsilon Near Pole - ENP). На рисунке 2 представлен характерный график зависимости диэлектрических действительных частей компонент диэлектрических проницаемостей для массива стержней и для многослойной структуры. Диапазоны длин волн, в которых структура обладает свойствами ГММ, отмечены синим цветом.

В случае массива наностержней обнаружено, что полюсу (ENP) соответствует локальный поверхностный плазмон возникающий в стержнях в перпендикулярном направлении относительно оси стержней. Второй резонанс соответствует коллективным продольным колебаниям электронов вдоль оси стержней и соответствует точке ENZ.

Здесь и далее ось *z* направлена вдоль нормали к поверхности образца (сонаправленная осям стержней или «пронизывающая» все слои в многослойной структуре). Также для краткости буду использовать следующее обозначения:

$$\varepsilon_z = \varepsilon_\perp = \varepsilon_{zz}$$

 $\varepsilon_x = \varepsilon_{||} = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$

1.2. Теория эффективной среды

В общем случае расчет оптических свойств для массива частиц является сложной задачей. Особенно ярко это видно при размерах частиц сравнимым с длиной падающей волны, при малом расстоянии между частицами, а также при неупорядоченном или случайном распределении частиц. Поэтому в работе использовалось модель Максвелла-Гарнетта для массива стержней в диэлектрике и модель эффективной среды для многослойной структуры типа металлдиэлектрик. Необходимость использование разных моделей обусловлено неприменимостью модели эффективной среды к массиву стержней, так как они являются неоднородностью[13] среды делая эту модель неприменимой к данной

7

задаче. В то же время модель Максвелла-Гарнетта [Maxwell Garnett approximation - MGA] позволяет это сделать[14]

Для системы массива наностержней запишем формулу Максвелла – Гарнетта с обобщением на случай анизотропной системы в тензорном виде имеем:

$$([\varepsilon_c - \varepsilon_d[I])([\varepsilon_c] - \varepsilon_d[[I] - [\gamma]^{-1}])^{-1}$$

= $f\{\varepsilon_m[L] + \varepsilon_d([I] - [L])\}^{-1}(\varepsilon_m[I] - \varepsilon_d[I])[\gamma]$

Где ε_d и ε_m изотропные диэлектрические проницаемости металла и диэлектрической матрицы соответственно, *f*- пористость, [ε_c] тензор диэлектрической проницаемости описывающий оптические свойства массива наностержней с пористостью *f*. [*L*] – тензор деполяризации, [γ] - тензор, описывающий взаимодействия между частицами системы. Тензоры [ε_c], [*L*], [γ] имеет следующий вид:

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix},$$
$$\begin{bmatrix} \gamma_x & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_x & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_z \end{bmatrix},$$
$$\begin{bmatrix} L \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_x & 0 & 0 \\ 0 & L_x & 0 \\ 0 & 0 & L_z \end{bmatrix}$$

Строго говоря, тензор, описывающий взаимодействия между частицами системы, в простейшем случае соответствует Лоренцеву в локальной области $P_m/3\epsilon_0$, где P_m - поляризация частиц. Следовательно, в простом случае $\gamma_x = \gamma_z = 1/3$. Однако здесь распределение частиц не является трехмерным, скорее они образуют двумерный взаимодействующий массив, и в конечном итоге мы можем ожидать $\gamma_x \neq \gamma_z$. Для этой работы, а также потому, что размеры частиц и расстояние между ними делают нетривиальное абсолютное определение, буду предполагать, что $[\gamma] = \frac{1}{3}$ [*I*] [15,16]

[L] – тензор деполяризации частиц (стержней), учитывающий их форму и определяющий собственную диэлектрическую проницаемость, исходя из

материала, из которого состоит частица. Здесь мы имеем стержни которые можно аппроксимировать вытянутыми эллипсоидами.

$$L_{z} = \frac{1 - e^{2}}{e^{2}} \left[\frac{1}{e^{2}} \ln \left(\frac{1 + e}{1 - e} \right) - 1 \right]$$
$$L_{x} = \frac{1 - L_{z}}{2}$$

где $e^2 = 1 - \frac{b^2}{a^2}$ и b < a < 1, a - длина стержня, b- радиус стрежня, $L_{\alpha} -$ деполяризация вдоль направления α ($\alpha(=x,z)$), тогда выражение для диэлектрической проницаемости можно записать в виде

$$\varepsilon_{\alpha} = \varepsilon_{d} \cdot \left(1 + \frac{f\epsilon_{\alpha}}{1 - f\epsilon_{\alpha}\gamma_{\alpha}} \right)$$

$$\epsilon_{\alpha} = \frac{\varepsilon_{m} - \varepsilon_{d}}{L_{\alpha}(\varepsilon_{m} - \varepsilon_{d}) + \varepsilon_{d}}$$
(*)

где ε_{α} –компонента эффективной диэлектрической проницаемости по направлению α .

В отличие от случая со стержнями в многослойных структурах уже применима модель эффективной среды (Effective medium approximations - EMA) в полной мере.

Для дальнейших расчетов необходимо ввести объемную доля металла в многослойной структуре $\rho = \frac{d_m}{d_m + d_d}$ – это является главной характеристикой гиперболического метаматериала такого дизайна.

Запишем материальное уравнение для данной структуры.

$$\vec{D} = \bar{\varepsilon}_{eff} \cdot \vec{E}$$

Так как на границе раздела сред тангенциальные составляющею электрического поля равны:

$$E_m^x = E_d^x = E^x$$

В соответствии с моделью мы можем сказать, что общую электрическую индукцию можно представить суммой усредненных диэлектрических индукций по металлу и по диэлектрику

$$D^x = \rho D^x + (1 - \rho) D_d^x$$

Подставляем $D^i = \varepsilon_i E^i$

$$\bar{\varepsilon}_{eff}^{x} \cdot E^{x} = \rho \varepsilon_{m} E^{x} + (1 - \rho) \varepsilon_{d} E^{x}$$
$$\varepsilon_{x} = \rho \varepsilon_{m} + (1 - \rho) \varepsilon_{d}$$

В случае рассмотрении вдоль оси z из уравнений Максвелла: непрерывность диэлектрической индукции на границе раздела сред

$$D_m^z = D_d^z = D^z$$

Далее аналогично предыдущему случаю:

$$E^{z} = \rho E_{m}^{z} + (1 - \rho) E_{d}^{z}$$
$$\varepsilon_{z} = \frac{\varepsilon_{m} \varepsilon_{d}}{\rho \varepsilon_{d} + (1 - \rho) \varepsilon_{m}}$$

В итоге для многослойной структуры имеем:

$$\varepsilon_{x} = \rho \varepsilon_{m} + (1 - \rho) \cdot \varepsilon_{d}$$
$$\varepsilon_{z} = \frac{\varepsilon_{m} \varepsilon_{d}}{\rho \varepsilon_{d} + (1 - \rho) \varepsilon_{m}}$$
(**)

1.3. Эллипсометрия

Для описания оптических систем удобно использовать метод предложенный в 1940 году Р. Джонсом[18].

Для описания поляризации волны используют двухкомпонентный вектор Джонса. Для случая плоской волны, распространяющейся вдоль выделенного направления *z* элементами столбца выступают комплексные амплитуды этой волны:

$$\boldsymbol{J} = \begin{bmatrix} A_x e^{i\delta_x} \\ A_y e^{i\delta_y} \end{bmatrix}$$

В общем же случае вектор Джонса имеет следующий вид:

$$\boldsymbol{J}(\boldsymbol{\psi},\boldsymbol{\delta}) = \begin{bmatrix} \cos \boldsymbol{\psi} \\ e^{i\boldsymbol{\delta}} \sin \boldsymbol{\psi} \end{bmatrix}$$

где ψ – азимутальный угол между осью *x* и направлением поляризации.

Для описания поведения света после прохождения элемента оптической системы можно воспользоваться подходом Джонса: представлять как комбинацию из векторов и матриц Джонса. Свет на выходе представим в виде:

$$\boldsymbol{E}_{\text{вых}} = J \boldsymbol{E}_{\text{вход}}$$

где *J*- матрица которая называется матрица Джонса. Преимуществом такого подхода является:

- характеристики волны на выходе зависят только от волны на входе элемента
- матрица Джонса для системы получается последовательным перемножением матриц Джонса элементов в нее входящих.

Данный метод не применим для случая неоднородных волн, для световых пучков больших апертур и некогерентного света[19].

Эллипсометрия — высокочувствительный и точный поляризационнооптический метод исследования поверхностей и границ раздела различных сред, основанный на изучении изменения состояния поляризации света после взаимодействия его с поверхностью границ раздела этих сред. [20].

Различают два типа эллипсометрии по способу измерения: пропускание и отражение. В данной работе использовался эллипсометр на пропускание

При использовании этого метода, полученные данные оформляются в виде матриц Джонса

$$J_{sample} = \begin{bmatrix} \tilde{T}_{pp} & \tilde{T}_{sp} \\ \tilde{T}_{ps} & \tilde{T}_{ss} \end{bmatrix} = \tilde{T}_{ss} \begin{bmatrix} AnEt & Aspt \\ Aps \cdot AnEt & 1 \end{bmatrix}$$

Каждый элемент матрицы является комплексным числом. \tilde{T}_{ij} элемент матрицы, отвечающий за изменение *i* поляризации падающего света на *j* выходящего света.

 $AnEt = \frac{\tilde{T}_{pp}}{\tilde{T}_{ss}} = \tan(\psi_{AnEt}) \cdot e^{i\Delta_{AnEt}}$ «нормальный» коэффициент эллипсометрии прошедшего света с использованием обобщенного режима анизотропного измерения.

 $Aspt = \frac{\tilde{T}_{sp}}{\tilde{T}_{ss}} = \tan(\psi_{Aspt}) \cdot e^{i\Delta_{Aspt}}$ -коэффициент эллипсометрии в режиме пропускания "p в s" с использованием обобщенного режима измерения анизотропии.

 $Apst = \frac{\tilde{T}_{ps}}{\tilde{T}_{ss}} = \tan(\psi_{Aspst}) \cdot e^{i\Delta_{Apst}}$ -коэффициент эллипсометрии в режиме пропускания "*p* в *s*" с использованием обобщенного режима измерения анизотропии.

После проведения измерений на выходе получается массив, по которому легко восстановить *AnEt*, *Aspt*, *Apst*, а после и матрицы Джонса.

Для случая падающей плоскополяризованной волны:

$$\begin{bmatrix} E_{p}^{out} \\ E_{s}^{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{T}_{pp} & \tilde{T}_{sp} \\ \tilde{T}_{ps} & \tilde{T}_{ss} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{0}\cos P \\ E_{0}\sin P \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{T}_{pp} \cdot \cos P + \tilde{T}_{sp} \cdot \sin P \\ \tilde{T}_{ps} \cdot \cos P + \tilde{T}_{ss} \cdot \sin P \end{bmatrix} \cdot E_{0}$$
(#)

где *P*- угол поворота плоскости поляризации падающего света на исследуемый образец относительно плоскости падения.

Зная компоненты матриц Джонса и вектора излучения на входе в среду, можно рассчитать компоненты излучения на выходе.

2. Образец

2.1.Образец

Массивы металлических наностержней были получены сотрудниками химического факультета МГУ методом темплатного электроосаждения с использованием в качестве матриц пористых пленок анодного оксида алюминия (AOA) толщиной 50 мкм. При формировании слоя AOA применяли двухстадийное анодирование высокочистого алюминия (99,99%) в 0,3 М растворе H₂SO₄. Согласно статистическому анализу РЭМ изображений среднее расстояние между центрами пор шаблона АОА составляет около 64 нм, диаметр пор 28 нм, что соответствует пористости около 17%, Длина стержней порядка сотни нм. После химического растворения оставшегося после анодирования алюминия и барьерного слоя оксида на нижней стороне матрицы АОА методом магнетронного напыления формировали слой серебра или меди толщиной 150 нм, служившего токосъемником при электроосаждении металла в поры. Электрокристаллизацию металлов проводили В трехэлектродной электрохимической ячейке В потенциостатическом режиме при комнатной температуре. Наностержни золота были получены из электролита 04-3Г (Экомет, Россия), содержащего 0,05 М $[Au(CN)_2]^-$.



Рисунок 3.Схемы полученных структур и РЭМ изображения скола образца с наностержнями золота

Перед проведением оптических измерений серебряный электрод с поверхности АОА был селективно растворен в разбавленной HNO₃.

2.2. Экспериментальная установка

Схема, представленная на рисунке 3, использовалась для измерения спектра пропускания образца. В качестве источника света использовалась лампа накаливания. Для регистрации характерных свойств гиперболических метаматерилов необходимо включение в состав установки поляризатора. Регистрация сигнала осуществлялась с помощью спектрометра. Фокусировка пучка света на образце и в спектрометр, осуществлялась с помощью собирающих линз. Образец поворачивается с помощью шагового двигателя, тем самым изменяя угол падения излучения накачки. Свет передавался к образцу с помощью оптоволокна.



Рисунок 4. Экспериментальная установка для измерения частотно углового спектра.

3. Результаты

3.1. Спектры пропускания

Для данного образца было измерено два частотно угловых спектра пропускания с разной линейной поляризацией падающего света (рисунки 5 и 6). Так как одно из характерных свойств гиперболических метаматериалов является сильная одноосная анизотропия, то ожидалось качественное различие в спектрах.

При *s* – поляризации излучения накачки вектор *E* осциллирует в плоскости перпендикулярной плоскости падения света. Как следствие, ожидается минимум пропускания соответствующий возникновению поверхностного плазмона (область ENP).

В случае же с p-поляризацией излучения накачки вектор E осциллирует в плоскости падения света, что в свою очередь означает появление проекции на ось перпендикулярной поверхности образца. Стоит отметить, что при увеличении угла падения (относительно нормали) проекция на ось z будет увеличиваться.



Рисунок 5. Экспериментальный частотно –угловой спектр пропускания образца при *s* – поляризации излучения накачки.



Рисунок 6. Экспериментальный частотно –угловой спектр пропускания образца при *p* – поляризации излучения накачки

В обоих спектрах присутствует резонанс на длине волны 540 нм, соответствующий области ENP. В случае *p*-поляризации накачки так же присутствует резонанс в 730 нм, соответствующий возбуждению продольного плазмона и тоске ENZ.



Рис. 7. Экспериментальный частотный спектр пропускания образца при *p*-поляризации накачки излучения при углах падения излучения 0° и 45°

3.2. Эллипсометрия

Для конструктивного анализа анизотропных свойств среды было принято решение провести эллипсометрию. Матрицы Джонса для аналогичного образца были получены А. Р. Помозовым. Далее представлены результаты обработки исходных матриц для угла падения света 45° и 10° - угол поворота плоскости поляризации падающего света на исследуемый образец относительно плоскости падения.

Как и говорилось ранее из данных полученных при эллипсометрии были восстановлены матрицы Джонса. Далее, зная матрицы Джонса из формулы (#) были получены: отношения амплитуд *s*- и *p*- поляризаций на выходе из образца (рисунок 7), разность фаз *s*- и *p*- поляризаций на выходе из образца (рисунок 8) и угол наклона эллипса поляризации (рисунок 9).

На рисунке 7 график зависимость отношения модулей амплитуд выходящего из образца света для разных поляризаций. Изначально на образец падал линейно-поляризованный свет. В области 800 нм наблюдается сильное поглощение, которое соотвествует точке ENZ.



Рисунок 7. Отношение амплитуд для *s*- и *p*- поляризации после прохождения образца от длины волны

На рисунке 8 изброжена зависимость разности фаз ∆ для *s*- и *p*поляризаций на выходе из образца. Для сохранения линейности поляризации необходимо, чтобы разность фаз для компонент была кратна 180 градусам, в ином случае поляризация будет эллиптическая. На графике точками, в которых выполняется это условие, являются 570.





На 9 рисунке представлен график зависимости угла поворота плоскости поляризации выходящего света после прохождения образца относительно падающего на образец света. Здесь, кроме отдельных точек, плоскость поляризации поворачивается, в том числе в точках, в которых сохраняется плоскость поляризации.

Подытожив, можно сказать, что поляризация в общем случае не сохраняется в диапазоне измерений. Для отдельных длин волн поляризация осталась линейная (570 нм и 800 нм) однако произошел поворот плоскости поляризации.

18



Рисунок 9. Угол наклона эллипса поляризации на выходе из образца от длины волны

3.3. Расчеты

В качестве среды для расчета для массива наностержней и полислоистых структур использовалась система компьютерной алгебры Wolfram Mathematica.

3.3.1. Наностержни

Для расчета использовались данные из [23, 24] – зависимость показателя преломления *n* и поглощения *k*. Расчеты по формулам (*).

На рисунке 10 показаны зависимости компонент эффективной диэлектрической проницаемости для системы золотых наностержней с длиной порядка 100 нм и пористостью 17%. В качестве диэлектрика выступает оксид алюминия. На графике (рисунок 10) полюсу (ENP) соответствует 560 нм, а прохождение через нулевое значение (ENZ) – 700 нм.

Различие в знаках проекций действитвительной части диэлектричесуой проницаемости наблюдается при длине волны > 700 нм, что соответсвует

определению гиперболических метаматериалов. В этой области ожидается гиперболический закон дисперсии.

Так же были исследованы зависимости положения ENZ и ENP в случае изменения параметров системы, а именно пористости и длины стержней. Как видно на рисунке 11, в случае увеличения пористости происходит сдвиг вправо по графику для ENP и влево для ENZ. Если же изменять длину стержней (рисунок 12), то ENZ сдвигается вправо, а ENP положение не изменяет (как было сказано ранее находится около 560-580 нм).

Объяснить постоянство положения ENP в случае увеличения длины стержней можно следующим образом. При увеличении длины стержней не изменяется их поперечный размер, а значит не изменяется частота локального плазмона, возникающего в перпендикулярном направлении относительно оси стержней.



Рисунок 10. Результаты численного моделирования массива стержней: спектры компонент диэлектрической проницаемости с длиной стержней 100 нм и пористостью 17%



Рисунок 11. Результаты численного моделирования массива стержней: зависимость положения ENZ и ENP от пористости при длине стержней 100 нм



Рисунок 12. Результаты численного моделирования массива стержней: зависимость положения ENZ и ENP от длины стержней при пористости 30%

3.3.2. Мультислоистые структуры

Рассматривалась система из серебра и оксида титана. Для расчета использовались данные из [23, 25] – зависимость показателя преломления *n* и поглощения *k*. Расчеты по формулам (**).

На рисунке 13 представлен график зависимости компонент эффективной диэлектрической проницаемости для конфигурации с объемной составляющей металла 15%. В отличии от рисунка 10 на графике присутствует уже две области с гиперболическими свойствами: левее 370 нм и правее 725 нм.

На рисунке 14 показана зависимость положение ENZ и ENP в зависимости от объемной доли металла *ρ*.

Так же важно отметить, что если для наностержней ENP проявляется у ε_z , а ENZ у ε_x , то в случае многослойной структуры ровно наоборот.



Рисунок 13. Результаты численного моделирования многослойной структуры(Ag+TiO₂): компоненты диэлектрической проницаемости при объёмной доле металла 15%





В случае, когда объём металла и диэлектрика равны, структура обладает свойствами гиперболического метаматериала во всем видимом диапазоне, кроме точки ENZ (ENP), в которой действительные части проекций диэлектрических проницаемости равны нулю.

Так как на химическом факультете способны изготовить многослойную структуру из Al и Al₂O₃ с толщиной оксидного слоя *b* от 4 нм, были проведены расчеты для такой конфигурации для дальнейшего изучения. Расчеты аналогичны сделанным для структуры Ag+ TiO₂. Данные использовались из [23,26]. Примеры графиков представлены на рисунках 15-18. На рисунках a – общая толщина металла.

В таблице 1 представлены результаты расчетов для ряда толщин металла в структуре. Стоит отметить что погрешность расчетов в этой модели будет сильно возрастать при размерах образцов сравнимых с длинами волн [13] и в пленках алюминия начинает сильно расти оптическая плотность[28], что затруднит измерения при более крупных образцах.



Рисунок 15. Результаты численного моделирования многослойной структуры(Al+Al₂O₃): компоненты диэлектрической проницаемости при b = 4 нм и a=3 нм



Рисунок 16. Результаты численного моделирования многослойной структуры(Al+Al₂O₃): компоненты диэлектрической проницаемости при

$$b = 4$$
 нм и $a = 15$ нм.



Рисунок 16. Результаты численного моделирования многослойной структуры(Al+Al₂O₃): компоненты диэлектрической проницаемости при b = 4 нм и a = 28 нм



Рисунок 17. Результаты численного моделирования многослойной структуры(Al+Al₂O₃): компоненты диэлектрической проницаемости при b = 4 нм и a = 36 нм.

		Длина волны	Длина волны
а (нм)	ρ	положения ENZ (мкм)	положения ENP (мкм)
1,00	0,20	0,54	0,33
2,00	0,33	0,43	0,35
3,00	0,43	0,39	0,36
4,00	0,50	0,37	0,37
5,00	0,56	0,36	0,39
6,00	0,60	0,35	0,41
10,00	0,71	0,34	0,46
15,00	0,79	0,34	0,53
20,00	0,83	0,33	0,59
25,00	0,86	0,33	0,64
30,00	0,88	0,33	0,69
35,00	0,90	0,33	0,74
39,00	0,91	0,33	0,78

Таблица 1. Результаты расчетов для Al+Al₂O₃ многослойной структуры.

Выводы

Проведены экспериментальные исследования спектров пропускания ГММ и расчеты компонент диэлектрических проницаемостей.

Обнаружено:

1. В спектрах пропускания ГММ на основе Au наностержней в матрице АОА наблюдаются 2 резонанса, соответствующие поперечному и продольному плазмону и точкам ENP и ENZ

2. В работе показано наличие у образца свойств характерных для гиперболических метаматериалов.

3. Методом эллипсометрии установлено несохранение в общем случае поляризации падающего на образец света.

4. Расчеты в рамках теории эффективной среды показали;

4.1. В массиве наностержней при увеличении пористости ENP смещается в синею область, а ENZ в красную

4.2. В массиве наностержней при увеличении их длины ENZ смещается в красную область, а положение ENP не изменяется

4.3. В многослойной структуре при увеличении объемной доли металла ENZ смещается в синею область, а ENP в красную

Список литературы

1. Valentine J., Zhang S., Zentgraf T., Ulin-Avila E., Genov D.A., Bartal G., Zhang X. Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index. Nature, 2008, vol. 455, pp. 376–379.

2. Veselago V.G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ . Sov. Phys. Usp., 1968, vol. 10, pp. 509–514.

3. Belov P.A., Hao Y., Sudhakaran S. Subwavelength microwave imaging using an array of parallel conducting wires as a lens. Physical Review B, 2006, vol. 73, art. no. 0331081

4. Schurig D., Mock J.J., Justice B.J., Cummer S.A., Pendry J.B., Starr A.F., Smith D.R. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies. Science, 2006, vol. 314, pp. 977-980. doi: 10.1126/science.1133628

5. Radu X., Garray D., Craeye C. Toward a wire medium endoscope for MRI imaging. Metamaterials, 2009, vol. 3, no. 2, pp. 90-99.

6. Filonov D.S., Krasnok A.E., Slobozhanyuk A.P., Kapitanova P.V., Nenasheva E.A., Kivshar Y.S., Belov P.A. Experi-mental verification of the concept of all-dielectric nanoantennas. Applied Physics Letters, 2012, vol. 100, no. 20, art. no. 2011131. doi: 10.1063/1.4719209

 Krasnok A.E., Belov P.A., Kivshar Y.S. Opticheskie dielektricheskie nanoantenny [Dielectric optical nanoantennas]. Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics, 2013, no. 5 (87), pp. 23–28.
 Powell D.A., Shadrivov I.V., Kivshar Y.S. Nonlinear electric

metamaterials. Applied Physics Letters, 2009, vol. 95, art. no. 084102. doi: 10.1063/1.3212726

9. D. R. Smith, D. Schuring, Electromagnetic wave propagation in media with indefinite permittivity and permeability tensors, Physical Review Letters, 2003, vol. 90, no. 7, pp. 077405/1-077405/4.

C. R. Simovski, P.A. Belov, A.V. Atrashchenko, Y.S. Kivshar, Adv. Mater.
 24, 4229 (2012).

11. R. Atkinson, W.R. Hendren, G.A. Wurtz, W. Dickson, A.V. Zayats, P. Evans, R. J. Pollard. Phys. Rev. B **73**, 235402 (2006).

P. Evans, W. R. Hendren, R. Atkinson, G. A. Wurtz, W. Dickson, A.V. Zayats, R. J Pollard, Nanotechnology 17, 5746 (2006).

13. Л.А. Апресян, Д.В. Власов, Д.А. Задорин, В.И. Красовский «О модели эффективной среды для частиц со сложной структурой», Журнал технической физики, 2017, том 87, вып. 1

14. Sihvola A. Electromagnetic Mixing Formulas and Applications, Electromagnetic Wave Series 47. London: IEE Publishing, 1999

15. G. L. Hornyak, C. J. Patrissi, and C. R. Martin, J. Phys. Chem. B101, 1548 1997.

16. 18 F. J. Garcia-Vidal, J. M. Pitarke, and J. B. Pendry, Phys. Rev.Lett. 78, 1997.

17. G. A. Wurtz, W. Dickson, D. O'Connor, R. Atkinson, W. Hendren, P. Evans, R. Pollard, A. V. Zayats. Optics Express **16** (10), 7460 (2008).

Jones R. C., New calcules for the treatment of optical systems. Γ-VIII, "J.
 Opt. Soc. Amer.", 1941, v. 31, p. 488

19. Борн М., Вольф Э., Основы оптики, 2 изд., М., 1973, гл. 10.

20. физическая Энциклопедия. 5 том стр 609

21. R. Atkinson, W. R. Hendren, G. A. Wurtz, W. Dickson, A. V. Zayats, P. Evans, R. J. Pollard Anisotropic optical properties of arrays of gold nanorods embedded in alumina. PHYSICAL REVIEW B 73, 235402,2006

22. P. Shekhar, J. Atkinson, Z. Jacob, Hyperbolic metamaterials: fundamentals and applications, Shekhar et al. Nano Convergence 2014; 1:14;

23. K. M. McPeak, S. V. Jayanti, S. J. P. Kress, S. Meyer, S. Iotti, A. Rossinelli, and D. J. Norris. Plasmonic films can easily be better: Rules and recipes, *ACS Photonics* **2**, 326-333 (2015)

24. P. B. Johnson and R. W. Christy. Optical constants of the noble metals, *Phys. Rev. B* 6, 4370-4379 (1972)

25. I. H. Malitson and M. J. Dodge. Refractive Index and Birefringence of Synthetic Sapphire, *J. Opt. Soc. Am.* **62**, 1405 (1972)

26. J. R. Devore. Refractive indices of rutile and sphalerite, *J. Opt. Soc. Am.* 41, 416-419 (1951)

27. Н.В. Борисова, В.П. Морозов, Г.О. Еремеева формирование систем «алюминий-оксид алюминия» при термообработке наноразмерных слоев алюминия; Ползуновский вестник;№ 3 2009