

Автономная некоммерческая образовательная
организация высшего образования
"Сколковский институт науки и технологий"

На правах рукописи

Драчев Владимир Прокопьевич

ПЛАЗМОННЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ
ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

РЕЗЮМЕ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физических наук

Москва 2021

Введение: актуальность темы, цели и задачи исследования

Поверхностная электромагнитная волна, распространяющаяся на границе раздела двух сред с диэлектрическими проницаемостями, ϵ , противоположного знака (металл-диэлектрик), известна как поверхностный плазмон-поляритон (ППП). В металлической наночастице внешняя электромагнитная волна может возбуждать колебания свободных электронов, называемые локализованными поверхностными плазмонами (ЛПП). Резонансная частота локализованных плазмонов и их добротность зависят параметров материала, от размера и, главным образом, формы частицы. Электромагнитное поле усиливается в непосредственной близости от поверхности частицы или границы металл-диэлектрик.

Материалы с отрицательным индексом (МОИ) имеют отрицательный показатель преломления, так что фазовая скорость направлена против потока энергии. В оптическом диапазоне нет известных естественных МОИ. Тем не менее, МОИ можно реализовать с помощью искусственно разработанных и изготовленных материалов (метаматериалов). Метаматериалы открывают новые возможности для достижения беспрецедентной функциональности, недостижимой с использованием естественно существующих материалов, как было впервые описано Веселаго в его основополагающей статье ([1] Веселаго, 1968). Оптические МОИ (ОМОИ) потенциально открывают новые перспективы для управления светом и манипулирования им, оптического зондирования, наноразмерной микроскопии и фотолитографии.

Возможная конструкция таких материалов неоднократно обсуждалась в литературе в основном для микроволнового спектрального диапазона ([2] Лагарьков, Сарычев, Виноградов 1984). В частности, были получены формулы, необходимые для разработки материалов с удлинёнными проводящими включениями (стержни), имеющими $\epsilon < 0$. Позже Лагарьков и др. 1997 [3] экспериментально продемонстрировали материалы как с отрицательной магнитной проницаемостью, μ , так и с отрицательной ϵ в микроволновом спектральном диапазоне и вывели соответствующие формулы. По-видимому, первые материалы, целенаправленно синтезированные для проверки ряда эффектов, предсказанных в [1], были получены J. V. Pendry и др. в 1999 году [4, и ссылки в ней].

В обширной литературе представлено обсуждение формы материальных уравнений в электродинамике (Виноградов и др. 1996 [5], Виноградов 2002 [6]). В частности, для решения дисперсионного уравнения $k^2 = k_0^2 \epsilon(\omega, k) \mu(\omega, k)$ мы должны определить квадратный корень как регулярную однозначную функцию. Для этого достаточно сделать разрез вдоль отрицательной вещественной оси, и проводить вычисления квадратного корня для диэлектрической и магнитной проницаемостей среды отдельно (Лагарьков, Кисель 2001 [7]): $k = k_0 \sqrt{\epsilon(\omega, k)} \sqrt{\mu(\omega, k)}$. Определение квадратного корня в этом случае обеспечивает физически правильные решения как для активных, так и для пассивных сред. Эти работы позволили констатировать, что существуют как технологии изготовления таких материалов, так и вычислительные методы для прогнозирования и проектирования

материалов, имеющих отрицательные реальные части диэлектрической проницаемости ϵ' и магнитной проницаемости μ' . Стало возможным прогнозировать такие материалы также в случае диссипативных сред.

Эксперименты по отрицательной рефракции на длинах волн микроволнового диапазона (сверх-высокие частоты, СВЧ) показали, что метаматериалы могут действовать как МОИ ([8] Смит и др., 2000; [9] Шелби и др., 2001). Большое внимание к МОИ было инициировано профессором Пендри, который предложил вариант суперлинзы Веселаго на основе МОИ [1], которые позволяют получать изображения с субдифракционным разрешением, ограниченным только качеством материала ([10] Pendry, 2000). О ближнепольной версии суперлинз затем сообщили группы Чжан и Блэки ([11] Фан и др., 2005; [12] Мелвилл и Блэки, 2005).

Хотя отрицательная диэлектрическая проницаемость $\epsilon' < 0$ ($\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$) в оптическом диапазоне может быть достигнута для металлов, в природе не существует материалов с магнитным откликом при таких высоких значениях частот. Эксперименты на терагерцовой частоте показали, что магнитный отклик и отрицательная проницаемость $\mu' < 0$ ($\mu = \mu' + i\mu''$) могут быть достигнуты ([13] Линден и др., 2004; [14] Йен и др., 2004; [15] Чжан и др., 2005). Первый оптический метаматериал с отрицательным показателем преломления на 1,5 мкм был теоретически предложен на основе парных металлических наностержней, встроенных в диэлектрик ([16-17-17] Подольский, Сарычев, Шалаев, 2002, 2003 и [18] Подольский и др., 2005). Затем это было экспериментально продемонстрировано в нашей работе, которая включена в диссертацию ([19] Шалаев и др., 2005; [20] Драчев и др., 2005online-2006; [21] Кильдишев и др., 2006).

Этот краткий анализ ясно указывает на большой интерес к плазмонным наноструктурам в начале века и объясняет актуальность темы, а также множество причин для продолжающегося роста интереса. Основными направлениями работ, представленных в диссертации, были экспериментальные реализации и исследования оптических МОИ, метамагнетиков в видимом спектральном диапазоне, субволновой фотолитографии с использованием гиперболических метаматериалов, подавление рассеяния диэлектрических микросфер с помощью фрактальной оболочки с эффективной эpsilon близкой к нулю, и влияние структурирования на диэлектрическую функцию металла. Мы впервые продемонстрировали возможность компенсации плазмонных потерь для МОИ с помощью гибридных наноструктур с внедренными активными средами. Отметим также, наше экспериментальное открытие нового типа плазмонных резонансов в магнитных наночастицах со спиновой поляризацией.

Основные результаты

Диссертация содержит пять глав: I. Диэлектрическая функция благородных металлов в плазмонных наноструктурах и зависимость $\chi^{(3)}$ для электронов проводимости от размера наночастицах. II. Новый механизм плазмонов в наночастицах со спиновой поляризацией.

III. Оптические метаматериалы с магнетизмом и отрицательным показателем преломления с компенсацией потерь. IV. Субдифракционный перенос изображений в гиперболических метаматериалах (ГММ) объемными плазмонными поляритонами. V. Подавление рассеяния микросфер плазмонными фрактальными оболочками с эффективной диэлектрической проницаемостью близкой к нулю.

Новизна: В диссертации представлены экспериментальную демонстрацию реализуемости и исследования оптических метаматериалов с отрицательным показателем преломления, метамагнетики в видимом спектральном диапазоне, субдифракционной фотолитографии с использованием гиперболических метаматериалов, подавления рассеяния микросфер с помощью фрактальной оболочки с диэлектрической проницаемостью близкой к нулю, и влияния размерного эффекта в наноструктурах на диэлектрическую функцию металла. Мы впервые продемонстрировали возможность осуществления оптических МОИ и компенсации потерь в них с помощью усиливающих сред. Особо отметим открытие нового типа плазмонов в магнитных наночастицах с поляризацией спина.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Диэлектрическая функция Ag для полосок нано-размера, шириной вплоть до 100 нм, отличается от диэлектрической функции объемного Ag и зависит от размера для обеих поляризаций света, вдоль и перпендикулярно полоскам. Против ожидания, геометрический эффект шероховатости, в основном, отвечает за увеличение потерь при плазмонных резонансах наноструктуры, в то время как шероховатость поверхности не влияет на саму диэлектрическую проницаемость Ag. Анизотропия ε_m'' , наблюдаемая в экспериментах, указывает на значительный вклад квантово-размерного эффекта и эффекта химической границы раздела. Зависящие от размера вклады в ε_m'' для двух поляризаций имеют относительно большие A-параметры (коэффициент при константе релаксации электронов по сравнению с объемным Ag).

2. Влияние отжига на характеристики наноструктуры зависит от геометрии и может быть как положительным, так и отрицательным. В случае наноматрицы (пара наночастиц 100x100 нм) квадратной формы, отжиг не только увеличивает размер доменов, но и снижает коэффициент отражения потенциальных барьеров между доменами. Оба фактора приводят к существенному уменьшению скорости релаксации электронов для наноструктур и делают ее сопоставимой с объемными образцами большой площади. Коэффициент потерь введен при моделировании диэлектрической проницаемости золота. После отжига при температуре отжига до 400 °C, коэффициент потерь уменьшается с 3,54 до 1,35, где коэффициент 1 соответствует объемному золоту.

3. На основе анализа существующих теоретических моделей оптической нелинейности в плазмонных наночастицах, величины $\chi^{(3)}$ и ее зависимости от размера, сделан вывод о том,

что внутризонные переходы электронов проводимости играют важную роль в механизме нелинейности, в отличие от распространенного противоположного мнения о незначительной роли электронов проводимости.

3б. Наши результаты подтверждают модель Раутиана на основе теории квантовых сферических ям, в которой гамильтониан взаимодействия электронов с полем принимает форму *произведения* дипольного момента и электрического поля, и мы находим хорошее согласие зависимой от размера $\chi_m^{(3)}$ с известными в литературе экспериментами. Результат опровергает выводы общепринятых работ использующих описание в терминах векторного потенциала и импульса электрона.

3в. Наши результаты показывают важность эффектов насыщения для фактора усиления локального поля, ключевого фактора влияющего на нелинейные процессы и гигантское комбинационное рассеяние (ГКР). Насыщение оптических переходов в наноструктурах металла является вероятной причиной снижения усиления гигантского комбинационного рассеяния наблюдаемого в литературе. Учет эффекта насыщения особенно важен при использовании высокоинтенсивного лазерного излучения, характерного для фемто- и пикосекундных импульсных лазеров.

4. Наночастицы кобальта, синтезированные путем высокотемпературного восстановления соли кобальта, демонстрируют сильный плазмонный резонанс на 280 нм с лучшей добротностью, чем у наночастиц золота в видимом диапазоне. Наночастицы Co показывают свойства плазмонов, необычные для привычных локализованных плазмонов в немагнитных металлах. Обнаруженные свойства специфичны для спин-поляризованных однодоменных наночастиц. Согласно нашей интерпретации, этот тип плазмонов обладает необычными свойствами из-за существования двух независимых групп электронов с противоположными спинами, при том что все процессы рассеяния электронов происходят без переворота спина. Рассеяние с переворотом спина может быть инициировано доменной структурой.

Фактически мы наблюдаем оптический аналог эффекта гигантского магнитосопротивления (GMR).

5. Продемонстрирован материал с отрицательным показателем преломления $n' \approx -0.3$ на длине волны оптической связи 1,5 мкм для массива пар параллельных золотых стержней. Это была первая экспериментальная демонстрация оптических МОИ в этой высоко конкурентной области.

6. Возможность применения метамагнетиков в видимом спектральном диапазоне была продемонстрирована для решетки с парными нано-полосками. Магнитно-резонансное поведение наблюдалось во всех образцах в диапазоне от 491 нм до 754 нм, охватывающих большую часть видимого спектра. Магнитная проницаемость меняется от -1,6 при 750 нм до 0,5 при 500 нм. Значения до сих пор остаются рекордными, в том числе и для метаматериалов на основе диэлектриков.

7. Отрицательный показатель преломления был продемонстрирован на оптических длинах волн с использованием парных скрещенных решеток. А именно, МОИ с двумя

отрицательными проницаемостями, электрической и магнитной, на длинах волн около 813 нм с максимальным показателем качества $FOM = 1,3$ с $n' \approx -1.3$. Самая короткая длина волны, 580 нм, на которой наблюдалось МОИ, была получена с образцом, где только одна проницаемость отрицательна, при этом максимальный $FOM=0,3$ и $n' \approx -0.25$.

8(а). Впервые экспериментально продемонстрирован активный метаматериал с отрицательным показателем преломления и полностью компенсированными потерями. Результаты решают проблему потерь в метаматериалах с отрицательным индексом требующих использование плазмонных структур.

(б) Высокая эффективность компенсации потерь в нашем образце обусловлена усилением локального поля структуры, где в качестве прослойки между металлическими решетками слоя используется усиливающая среда. Измеренный эффективный коэффициент усиления усиливающей среды на 737 нм составляет $\alpha = -1.07 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$, что в 46 раз больше на этой длине волны, чем “начальное” значение (без коэффициента локального поля), которое использовалось при моделировании.

9. (а) Экспериментально показано, что дифрагированный свет распространяется внутри гиперболического материала, изготовленного из плоской слоистой структуры серебро-кремнезем, вдоль эффективной границы резонансного конуса между направлениями с $\text{Re}\varepsilon(\varphi_c) > 0$ и $\text{Re}\varepsilon(\varphi_c) < 0$. Такое распространение поперек реальных границ раздела металл-диэлектрик является характерной особенностью объемных плазмон-поляритонов (ОПП) в гиперболических средах.

(б) Интерференция ОПП от двойной щели создает субдифракционный профиль в фоторезисте, характерный размер которого в шесть раз меньше длины волны, 465 нм. Это резко контрастирует с аналогичным экспериментом с кремнеземом, который приводит к дифракционно-ограниченной картине. Продемонстрировано, что предлагаемые гиперболические метаматериалы могут применяться в нано-фотолитографии.

10. (а) Экспериментально показано, что в оптическом отклике микросферы с золотой фрактальной оболочкой преобладает поглощение оболочки. Подобно плоским фрактальным пленкам, поглощение усиливается в широком спектральном диапазоне вплоть до $20 \mu\text{m}$. Однако, в отличие от плоских пленок, зеркальное отражение и обратное рассеяние относительно малы для фрактальных оболочек из-за трехмерной сферической геометрии.

(б) Результат, противоречащий физической интуиции, показывает, что сечение *пропускания* для микросфер ядро-оболочки выше, чем у исходной микросферы (без оболочки) на длине волны Ми-резонанса. Резонанс рассеяния Ми на 560 нм кремнеземной микросферы диаметром 780 нм подавляется на 75% и частично замещается поглощением в оболочке, так, что общее пропускание увеличивается в 1,6 раза за счет золотой фрактальной оболочки.

Показано, что это связано с подавлением прямого рассеяния микросфер кремнезема путем добавления оболочек из плазмонного золота, где поглощение в самой оболочке в наибольшей степени способствует слабому взаимодействию излучения с ядром.

(в) Показано, что реальная часть эффективной диэлектрической проницаемости золотой фрактальной оболочки близка к нулю, во всем исследуемом спектральном диапазоне. В средней инфракрасной области спектра наблюдалось отсутствие полоса поглощения колебательной моды O-Si-O ядра. Сделан вывод, что во всем диапазоне видимого и среднего ИК-спектров свет проходит в основном через оболочку с проницаемостью близкой к нулю, с примерно независимым от длины волны коэффициентом поглощения.

Личный вклад в положения, выносимые на защиту

Автор внес существенный вклад в используемые материалы и в положения, выносимые на защиту. Как правило, вклад автора включает в себя руководство аспирантами по установке и настройке установки; планирование и руководство экспериментами, частично численным моделированием и изготовлением образцов; анализ результатов; написание рукописей. Из приведенных ниже работ 10 опубликованы в качестве первого автора, 12 в качестве лидирующего автора и 8 в качестве второго автора после аспирантов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работы представленные в диссертации – это результат совместных усилий большой команды одаренных студентов и опытных коллег. Я ценю возможность работать в команде и глубоко благодарен всем соавторам цитируемых статей за их ценный вклад.

ПУБЛИКАЦИИ И АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ

Всего автор с коллегами опубликовали 77 работ, посвященных плазмонным наноструктурам, проиндексированных в Scopus, WoS, и 12 приглашенных глав.

Среди них, 35 статей повышенного уровня (Q1 и Q2) опубликованы непосредственно по темам включенным в диссертацию. Ниже приведен список указанных статей (A1-A35), а также список приглашенных доклады на конференциях (B1-B45) и приглашенных лекций для российских академических институтов и университетов США (C1-C29), где работы проходили апробацию.

Публикации повышенного уровня:

- A1. H. Bhata, A.E. Aliev, and **V.P. Drachev**, New mechanism of plasmons specific for spin-polarized nanoparticles. *Scientific Reports* 9, 2019 (2019). DOI:10.1038/s41598-019-38657-w. (IF4.38; Q1)
- A2. D. P. Lyvers, M. Moazzezi, V. C. de Silva, D. P. Brown, A. M. Urbas, Y. V. Rostovtsev, and **V. P. Drachev**, Cooperative bi-exponential decay of dye emission coupled via plasmons. *Scientific Reports* 8: (2018) 9508 / DOI:10.1038/s41598-018-27901-4. (IF4.38; Q1)

- A3. K. M. Roccapiore, D. P. Lyvers, D. P. Brown, E. Poutrina, A. M. Urbas, T. A. Germer, **V. P. Drachev**, Waveguide Coupling via Magnetic Gratings with Effective Strips, **Applied Sciences**, Section: Nanotechnology and Applied Nanosciences, Special issue “Metasurfaces: Physics and Applications” *Appl. Sci.* **2018**, 8(4), 617; doi:10.3390/app8040617 (IF2.7; Q2).
- A4. **V. P. Drachev**, A. V. Kildishev, J. D. Borneman, K-P. Chen, V. M. Shalaev, K. Yamnitskiy, R. A. Norwood, N. Peyghambarian, S. R. Marder, L. A. Padilha, S. Webster, T. R. Ensley, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, Engineered nonlinear materials using gold nanoantenna array, **Scientific Reports** **8**: 780 (2018). (IF 4.38; Q1)
- A5. V.C. de Silva, P. Nyga, **V.P. Drachev**, Optimization and photomodification of extremely broadband optical response of plasmonic core-shell obscuroants, **Journal of colloid and interface science** 484, 116-124 (2016). (IF 8.128; Q1)
- A6. De Silva, Vashista C.; Nyga, Piotr; **Drachev, Vladimir P.** "Scattering suppression in epsilon-near-zero plasmonic fractal shells" **Optical Materials Express** **5**(11), 2491-2500 NOV 1 (2015). (IF 3.064; Q1)
- A7. **V. P. Drachev**, V. A. Podolskiy, and A. V. Kildishev, “Hyperbolic metamaterials: new physics behind a classical problem,” **Optics Express** 21(12), 15048–15064 (2013). Highlighted in **Advances in Engineering** (<https://advanceseng.com> features breaking research judged by AE’s advisory team). (IF 3.894; Q1)
- A8. S. Ishii, A. V. Kildishev, E. Narimanov, V. M. Shalaev, and **V. P. Drachev**, “Subwavelength diffraction pattern from volume plasmon polariton in a hyperbolic medium,” **Laser Photonics Review** (original paper) **7**(2), 265–271 (2013) (2013)./DOI 10.1002/lpor.201200095. (IF 10.66; Q1)
- A9. J. Kim, **V. P. Drachev**, Z. Jacob, G. V. Naik, A. Boltasseva, E. E. Narimanov, and V. M. Shalaev, “Improving the radiative decay rate for dye molecules with hyperbolic metamaterials,” **Optics Express** 20 (7), 8100-8116 (2012). (IF 3.894; Q1)
- A10. S. Ishii, A.V. Kildishev, V.M. Shalaev, and **V.P. Drachev**, “Controlling the wave focal structure of metallic nanoslit lenses with liquid crystals” **Laser Physics Letters** 8(11), 828-832 (2011) / DOI 10.1002/lapl.201110077 (IF 2.328; Q1)
- A11. A.V. Kildishev, J. D. Borneman, X. Ni, V. M. Shalaev, and **V. P. Drachev**, “Bianisotropic Effective Parameters of Optical Metamagnetics and Negative-Index Materials,” (Invited paper) **Proceedings of the IEEE**, v. PP issue 99, 1-10 (2011) (IF 10.69; Q1)
- A12. Kildishev, A.V.; Borneman, J.D.; Chen, K.-P.; **Drachev, V.P.** “Numerical Modeling of Plasmonic Nanoantennas with Realistic 3D Roughness and Distortion.” **Sensors** 2011, *11*, 7178-7187. (IF 3.576; Q2)
- A13. Mark D. Thoreson, Jieran Fang, Alexander V. Kildishev, Ludmila J. Prokopenva, Piotr Nyga, Uday K. Chettiar, Vladimir M. Shalaev and **Vladimir P. Drachev**, "Fabrication and realistic modeling of three-dimensional metal-dielectric composites", **J. Nanophoton.** 5, 051513 (May 23, 2011); doi:10.1117/1.3590208 (IF 1.415; Q1)
- A14. S. Ishii, A. V. Kildishev, V. M. Shalaev, K.-P. Chen, and **V. P. Drachev**, “Metal nanoslit lenses with polarization-selective design,” **Optics Letters** 36, Issue 4, 451-453 (2011). (IF 3.776; Q1)
- A15. S. Xiao, **V.P. Drachev**, A.V. Kildishev, H.-K. Yan, U.K. Chettiar, and V.M. Shalaev, “Loss-free and active optical negative-index metamaterials,” **Nature** 466, 735-738 (2010). (IF 42.78; Q1)
- A16. K.P. Chen, **V.P. Drachev**, J.D. Borneman, A.V. Kildishev, and V.M. Shalaev, “Drude relaxation rate in grained gold nanoantennas,” **Nano Letters** 10, 916-922 (2010). (IF 11.19; Q1)

- A17. S. Xiao, U.K. Chettiar, A.V. Kildishev, **V.P. Drachev**, and V.M. Shalaev, “Yellow-light negative index metamaterials,” **Optics Letters** 34, 3478 (2009). (IF 3.776; Q1)
- A18. D. P. Brown, M. A. Walker, A. M. Urbas, A. V. Kildishev, S. Xiao, and **V. P. Drachev**, “Direct measurement of group delay dispersion in metamagnetics for ultrafast pulse shaping,” **Optics Express** 20(21), 23082-23087 (2012). (IF 3.894; Q1)
- A19. R.M. Bakker, **V.P. Drachev**, Z. Liu, H.-K. Yuan, R.H. Pedersen, A. Boltasseva, J. Chen, J. Irudayaraj, A.V. Kildishev, and V.M. Shalaev, “Nanoantennae array-induced fluorescence enhancement and reduced lifetimes,” **New Journal of Physics** 10, 125022 (2008) a special issue on Plasmonics.
- A20. U.K. Chettiar, A.V. Kildishev, W. Cai, H.-K. Yuan, **V.P. Drachev**, and V.M. Shalaev, “Optical metamagnetism and negative index metamaterials,” **MRS Bulletin** 33, 921-926 (2008). (IF 6.576; Q1)
- A21. P. Nyga, **V.P. Drachev**, M.D. Thoreson, and V.M. Shalaev, “Mid-IR plasmonics and photomodification with Ag films,” **Applied Physics B** 93, 59-68 (2008). (IF 2.07; Q1)
- A22. J.-Y. Kim, **V.P. Drachev**, H.-K. Yuan, R.M. Bakker, V.M. Shalaev, “Imaging contrast under aperture tip- nanoantenna array interaction,” **Applied Physics B** 93, 189-198 (2008). DOI 10.1007/s00340-008-3155-7. (IF 2.07; Q1)
- A23. **V. P. Drachev**, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, W. Cai, H.-K. Yuan, and V. M. Shalaev, “The Ag dielectric function in plasmonic metamaterials,” **Optics Express** 16, 1186-1195 (2008). (IF 3.894; Q1)
- A24. W. Cai, U. K. Chettiar, H.-K. Yuan, V. C. de Silva, A. V. Kildishev, **V. P. Drachev**, and V. M. Shalaev, “Metamagnetics with Rainbow Colors,” **Optics Express** 15, 3333 (2007). (IF 3.894; Q1)
- A25. U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, H.-K. Yuan, W. Cai, S. Xiao, **V. P. Drachev**, and V. M. Shalaev, “Dual-Band Negative Index Metamaterial: Double-Negative at 813 nm and Single-Negative at 772 nm,” **Optics Letters**, 32, 1671 (2007). (IF 3.776; Q1)
- A26. H.-K. Yuan, U. K. Chettiar, W. Cai, A. V. Kildishev, A. Boltasseva, **V. P. Drachev**, and V. M. Shalaev, “A negative permeability material at red light,” **Optics Express** 15, 1076-1083 (2007). (IF 3.894; Q1)
- A27. T. Klar, A. V. Kildishev, **V. P. Drachev** and V. M. Shalaev, “Negative-index metamaterials: going optical,” **IEEE J. of Selected Topics in Quant. Electronics** invited paper, 12, 1106-1115 (2006). (IF 4.9; Q1)
- A28. V. M. Shalaev, W. Cai, U. Chettiar, H.-K. Yuan, A. K. Sarychev, **V. P. Drachev**, and A. V. Kildishev, “Negative index of refraction in optical metamaterials,” **Optics Letters** 30, 3356 (2005). (IF 3.776; Q1)
- A29. **V. P. Drachev**, W. Cai, U. Chettiar, H.-K. Yuan, A. K. Sarychev, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, “Experimental verification of an optical negative-index material,” **Laser Phys. Lett.** 3, 49-55 (2006) / DOI 10.1002/lapl.200510062 (2005). (IF 2.328; Q2)
- A30. R. M. Bakker, **V. P. Drachev**, H.-K. Yuan, and V. M. Shalaev, “Enhanced Transmission in Near-Field Imaging of Layered Plasmonic Structures,” **Optics Express** 12, 3701 (2004). (IF 3.894; Q1)
- A31. **V. P. Drachev**, A. K. Buin, H. Nakotte, and V. M. Shalaev, “Size Dependent $\chi^{(3)}$ for Conduction Electrons in Ag Nanoparticles,” **Nano Letters** 4, 1535 (2004). (IF 11.19; Q1)
- A32. **V. P. Drachev**, E. N. Khaliullin, W. Kim, F. Alzoubi, S. G. Rautian, V. P. Safonov, R. A. Armstrong, and V. M. Shalaev, “Quantum size effect in two-photon excited luminescence from silver nanoparticles,” **Phys. Rev. B** 69, 035318 (2004). (IF 4.036; Q1)

- A33. **V. P. Drachev**, W. Kim, V. P. Safonov, V. A. Podolskiy, N. S. Zakovryazhin, V. M. Shalaev, and R. L. Armstrong, “Low-threshold lasing and broad-band multiphoton-excited light emission from Ag aggregate-adsorbate complexes in microcavity,” **J. of Modern Optics** 49, 645-662 (2002). (IF 1.6; Q2)
- A34. **V. P. Drachev**, W. D. Bragg, V. A. Podolskiy, V. P. Safonov, W. Kim, Z. C. Ying, R. L. Armstrong, and V. M. Shalaev, “Large local optical activity in fractal aggregates of nanoparticles,” **J. of Opt. Soc. Am. B** 18, 1896-1903 (2001). (IF 2.1; Q1)
- A35. **V.P. Drachev**, S.V. Perminov, S.G. Rautian, and V.P. Safonov, “Giant nonlinear optical activity in aggregated silver nanocomposites,” **ЖЕТР Letters** 68, 651-656 (1998). (IF 0.931; Q2)

Приглашенные доклады на конференциях:

- B1. **Drachev V.P.**, Spectroscopy of nanomaterials and metamaterials enhanced by plasmons, Russian Conference on fiber optics, Perm, Russia, October 8-11, 2019. (Invited)
- B2. **Drachev V.P.**, Plasmonics of nanoparticles with spin-polarization, XIII International Workshop on Quantum Optics, Vladimir, Russia, September 9-13, 2019. (Invited)
- B3. **V. P. Drachev**, H. Bhatta, A. Aliev, “Spin-polarized plasmonics” META 2019, Lisbon - Portugal, July 22-26, 2019. (Invited)
- B4. **V. P. Drachev**, H. Bhatta, A. Aliev, “Spin-polarized plasmonics: High Quality Plasmon Resonance in the Deep-UV,” EMN Meeting on Nanoparticles 2019, Prague, June 10-14, 2019. (Invited)
- B5. **V.P. Drachev**, G.I. Nazarikov, I.A. Pshenichnyuk, S.S. Kosolobov, “Si-based integrated microwave-photonics,” International Symposium Flamm-19 Fundamentals of Laser Assisted Micro- & Nanotechnologies, June 30 - July 4, 2019, St. Petersburg, Russia. (Invited)
- B6. **В.П. Драчев**, Спектроскопия биомолекул и метаматериалов усиленная плазмонными наноструктурами, Всероссийская Научная Конференция «Современные проблемы оптики и спектроскопии», Институт Спектроскопии, Москва, Троицк, 28-29 ноября 2018. (приглашенный)
- B7. **Drachev V.P.**, Spectroscopy of biomolecules and metamaterials enhanced by plasmonic nanostructures, Russian Scientific Conference “Contemporary optics and spectroscopy,” Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, Moscow-Troitsk, November 28-29, 2018 (delivered in Russian). (Invited)
- B8. **В. П. Драчёв**, Университет Северного Техаса (США); Сколковский институт науки и технологий, Плазмоника для радифотоники, XX Международная научно-техническая конференция «Проблемы Техники и Технологии Телекоммуникаций» ПТиТТ-2018, 20-21 ноября 2018, Уфа, Россия. (приглашенная лекция)
- B9. **Drachev V.P.**, Plasmonics for microwave photonics, XX International Conference on “Problems on Techniques and Technology of Telecommunications.” (Invited)
- B10. **Драчев В.П.**, «Особенности плазмоники в наноструктурах со спиновой поляризацией и радиофотонике», Научная сессии отделения нанотехнологий и информационных технологий (ОНИТ) РАН, Нанофотоника в Информатике и Приборостроении, 15-16 ноября, 2018, Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия.
- B11. **Drachev V.P.**, Advanced plasmonics for nanostructures with spin polarization and radio-photonics, Scientific session of Division on nanotechnology and information technology Russian

- Academy of Sciences “Nanophotonics for Information and Instrumentation,” November 15-16, 2018, Skolkovo Institute of Science and Technology, Moscow, Russia. (Invited)
- B12. **V.P. Drachev**, Plasmon coupled super- and sub- radiance from dye shells, 3rd International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO 2018, Sochi, Russia, 17-21 September, 2018. (Invited)
- B13. **В.П. Драчев**, Плазмоника со спиновой поляризацией// Материалы семинара, 8-й Российский семинар по волоконным лазерам. (3-7 сентября 2018г., г. Новосибирск), 88-89 (2018). (Приглашенный)
- B14. Drachev V.P., Spin-polarized plasmonics, Russian seminar on fiber lasers. Novosibirsk, Russia, September 3-7, 2018. Materials pp.88-89. (Invited)
- B15. **V.P. Drachev**, V.C. de Silva, P. Nyga, Plasmonic fractal shells for drug delivery: broadband response, synthesis, and laser release, 18th International Conference on Laser Optics, St. Petersburg, Russia, 4-8 June, 2018. Invited talk.
- B16. V.P.Drachev, Surface-Enhanced Raman Scattering of proteins, Skolkovo Institute of Science and Technology, University of North Texas, Department of Physics, Denton, TX, USA. Russian Conference on Combination (Raman) Scattering – 90 years of research. (Invited)
- B17. **V.P. Drachev**, Nonlinear metamaterials, Scientific School for young researchers and students “Nonlinear Photonics,” Perm, Russia, October 4-6, (2017). Invited Lecturer.
- B18. H. Bhatta, A. Aliev, and **V. P. Drachev**, Spin-polarized plasmons in magnetic nanoparticles, Conference on Solitons, Collapses, and Turbulence, Chernogolovka, Russia, May 21-25 (2017). Invited.
- B19. H. Bhatta, A. Aliev, and **V. P. Drachev**, New type of localized plasmons specific for spin-polarized magnetic nanoparticles, Conference on Quantum Nanophotonics, Benasque, Spain Feb 26-March 3 (2017). Invited.
- B20. V. P. Drachev, D. Lyvers, “Life time and photon statistics of a single dye molecule near hyperbolic metamaterials,” Conference Days of Diffraction, Workshop on Metamaterials; St.Petersburg, Russia, May 30-June 3, 2014 (Invited talk).
- B21. **V.P.Drachev**, A. Krokhin, S.Ishii, A.V.Kildishev, “Hyperbolic metamaterials for nanophotonics,” Conference on metamaterials, plasmonics, and photonic crystals META14, Singapore, May 20-23, 2014 (invited).
- B22. **V.P.Drachev**, S.Ishii, A.V.Kildishev, “Tunable metamaterials with resonance and focusing properties,” Conference on metamaterials, plasmonics, and photonic crystals META14, Singapore, May 20-23, 2014 (Invited talk).
- B23. **V. P. Drachev**, D. Lyvers, “Nanophotonics with hyperbolic metamaterials,” Conference on Fiber Lasers, Novosibirsk, Russia, April 14-18, 2014 (Invited talk).
- B24. **V.P. Drachev**, K.Lee, J.P. Irudayaraj, “Spectroscopy of site specific DNA assembled plasmonic networks on cell surfaces,” SPIE Optics and Photonics, Biosensing and Nanomedicine, San Diego, CA, USA, August 25-29, 2013 (invited).
- B25. **Drachev V.P.**, “Control of dye luminescence and nanolithography with hyperbolic metamaterials,” Basic Problems of Optics, St Petersburg, Russia, October 15-19, 2012. (Invited talk).
- B26. **V.P.Drachev** “Hybrid plasmonic metamaterials,” Conference on metamaterials, plasmonics, and photonic crystals META12, Paris, France, April 19-22, 2012 (**Invited talk**).

- B27. S.Ishii, A.V.Kildishev, V.M.Shalaev, E.E.Narimanov, and **V.P.Drachev** “Plasmonic lenses and subwavelength diffraction in hyperbolic media,” Conference on metamaterials, plasmonics, and photonic crystals META12, Paris, France, April 19-22, 2012 (**Invited talk**).
- B28. A. V. Kildishev, L. J. Prokopeva, D. P. Brown, A. M. Urbas, and **V.P.Drachev**, “Multiphysics of optical metamaterials: time-domain modeling,” Conference on Advanced Electromagnetic Simulations AES12, Paris, France, April 16-18, 2012 (**Invited talk**).
- B29. **V.P. Drachev** “Loss-free optical nanomaterials,” Conference on Fiber Lasers, Novosibirsk, Russia, March 24-27, 2012 (**Invited talk**).
- B30. **V.P. Drachev** “Plasmonics for bio-sensing and metamaterials” III International School and Conference on Photonics, Belgrade, Serbia August 27-September 2, 2011 (**Keynote lecture**)
- B31. **V.P. Drachev**, A.V.Kildishev, W. Cai, U.K. Chettiar, S. Xiao, X. Ni, L. J. Prokopeva, E.E.Narimanov, V.M.Shalaev, “Transformation optics with metamaterials,” Conference Days of Diffraction, Metamaterials workshop; St.Petersburg, Russia, May 30-June 3, 2011 (**Invited talk**)
- B32. **V. P. Drachev**, Kyuwan Lee, and Joseph Irudayaraj, “Gold nanoparticles from nanoantennas to networks: fundamentals and applications,” Conference Days of Diffraction, Metamaterials workshop; St.Petersburg, Russia, May 30-June 3, 2011 (**Invited talk**)
- B33. **V.P. Drachev**, K.Lee, J. Irudayaraj, “Single-cell optical sensing with DNA-assembled gold nanoparticles,” International Conference on Coherent and Nonlinear Optics and Laser Applications and Technologies, August 23-26, 2010 Kazan, Russia (**Invited talk**).
- B34. **V.P. Drachev**, P. Nyga, U.Chettiar, M. Thoreson, A.V. Kildishev, V.M. Shalaev, “Simulation of semicontinuous films ,” SPIE Plasmonics, San Diego, 1-5 Aug (2010). (**Invited talk**).
- B35. **V.P. Drachev**, V. de Silva, P. Nyga, V.M. Shalaev, “Scattering cancellation with plasmonic shells,” SPIE Plasmonics, San Diego, 2-6 Aug (2009). (**Invited talk**).
- B36. **V. P. Drachev**, U. K. Chettiar, H. Yuan, W. Cai, A. V. Kildishev, V.M. Shalaev, Purdue Univ. Metamaterials with negative magnetism and refractive index for the visible range, (**Invited Paper**), Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS), Hangzhou, China, March 24-28, 2008.
- B37. **V. P. Drachev**, U. K. Chettiar, H. Yuan, W. Cai, A. V. Kildishev, V.M. Shalaev, Purdue Univ. Size effects in plasmonic metamaterials for the visible range, (**Invited Paper**), SPIE Conference on Optics and Photonics, San Diego, California, USA, August 28-30, 2007
- B38. **V. P. Drachev**, U. K. Chettiar, H.-K.Yuan, W. Cai, M. D.Thoreson, A.V. Kildishev, and V. M. Shalaev, Real Metamaterials (**Invited**), International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO), Conference on Lasers, Applications, and Technologies (LAT), Minsk, Belarus, May 28–June 1, 2007.
- B39. **V. P. Drachev**, M. D. Thoreson, V. Nashine, M. Narasimhan, V. J. Davisson, V.M. Shalaev, SERS of proteins at monolayer density with adaptive plasmonic nanostructures, Pittcon 2006 (**invited**).
- B40. **V. P. Drachev**, M. Thoreson, V. C. Nashine, M. Narasimhan, V. J. Davisson, D. Ben-Amotz, V. M. Shalaev, “Surface enhanced Raman Scattering of biomolecules with adaptive nanostructures”, The third international conference on advanced vibrational spectroscopy (ICAVS-3), August 14-19, 2005, Delavan, Wisconsin, USA.(**Invited**)
- B41. **V. P. Drachev**, “Optical metamaterials with negative refractive index: experiment”, Joint Conference on Information Sciences, PNC, Workshop on Negative Index Media, July 21-22, 2005 (**invited talk**).

- B42. **V. P. Drachev**, M. Thoreson, V. M. Shalaev, “Protein sensing with plasmonic nanostructures”, International Conference on coherent and nonlinear Optics (ICONO), May 11-15, 2005 (**Invited talk**).
- B43. **V.P. Drachev**, Optical nonlinearities in metal nanostructures, SIAM Conference on Nonlinear Waves and Coherent Structures, Orlando, FL, October 2-5, 2004 (**invited**).
- B44. **V. P. Drachev**, Spectroscopy of metal quantum dots, SIAM (Society of Industrial and Applied Mathematics) annual meeting, Portland, OR, July 12-16, 2004 (**invited**)
- B45. **V. P. Drachev**, M. Thoreson, E. Khaliullin, A. K. Sarychev, D. Zhang, D. Ben-Amotz, and V. M. Shalaev, “Semicontinuous silver films for protein sensing with SERS”, SPIE annual meeting, 3-4 August 2003, San Diego, CA (**invited talk**).

Приглашенные лекции:

- C1. V.P. Drachev, “Quantum size effect and optical activity in plasmonic nanomaterials”- Novosibirsk, Russia, Institute of Automation and Electrometry Russian Academy of Sciences, November 2003.
- C2. V.P. Drachev, “Optics and spectroscopy of metal quantum dots and nanostructures”-Norfolk State University, Norfolk, April 2004.
- C3. V.P. Drachev, “Plasmonic nanostructures towards negative index materials and biosensing”- Aston University, Birmingham, UK, December 2005
- C4. V.P. Drachev, “Plasmonic metamaterials with negative refractive index”- The University of Arizona, College of Optics, Tucson, April 26, 2007.
- C5. V.P. Drachev, “Ag dielectric function in plasmonic nanostructures for biosensing and metamaterials”- Purdue University, Department of Chemistry, Physical Chemistry Seminar, October 17, 2007.
- C6. “Plasmonic nanostructures for biosensing and negative index materials”- Russian Academy of Sciences, Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics, Moscow, November 2, 2007.
- C7. V.P. Drachev, “Plasmonic nanostructures for metamaterials and luminescence control,” Wave Function Engineering 2009, Los Alamos, NM 25-27 Feb (2009).
- C8. V.P. Drachev, “Plasmonic optical metamaterials,” AFRL Workshop on Metamaterials, Dayton, OH, Oct 9 (2009).
- C9. V.P. Drachev, “Recent progress in plasmonic metamaterials,” Moscow Institute for Physics and Technology, International School of Optics for young scientists, October 16, (2009).
- C10. V.P. Drachev, “Plasmonic applications for biosensing and optical metamaterials” Russian Academy of Sciences, Institute for Physics of Solid State, Chernogolovka, October 19, 2009.
- C11. V.P. Drachev, “Surface-enhanced Raman scattering and plasmonic metamaterials,” Moscow Institute for Physics and Technology, Dolgoprudnyi, October 21, (2009).
- C12 V.P. Drachev “Active plasmonics for optical metamaterials with negative refractive index”- The University of Arizona, Department of Physics, Tucson, February 12, 2010.
- C13. V.P. Drachev “Nanoplasmonics for active metamaterials and biosensing,” University of North Texas, Department of Physics, Denton, TX, February 22, 2011.
- C14. V.P. Drachev “Nanoplasmonics for active metamaterials and biosensing,” University of Texas-Dallas, Institute for nanotechnology, Department of Physics, Dallas, TX, February 23, 2011.
- C15. V.P. Drachev “Losses in nanostructured metals and active metamaterials,” Southeastern Methodist University, Department of Mathematics, Dallas, TX, February 24, 2011.

- C16. V.P. Drachev “Nanoplasmonics in metamaterial- and bio-applications” Workshop on plasmonics and Metamaterials, Buffalo NY, May 16-17 2011.
- C17. V.P. Drachev “Plasmonic nanophotonics: the fundamentals behind applications,” University of North Texas, Department of Physics, Denton, TX, February 7, 2012.
- C18. V.P. Drachev “Luminescence and nonlinear optics of hybrid plasmonic nanomaterials” Workshop on Linear and Nonlinear Optical Interactions in Metamaterials and Plasmonic Nanostructures, Huntsville AL (USA), June 21-22 2012.
- C19. Drachev V.P. “Control of luminescence and nonlinear response of dyes with plasmonic nanomaterials,” UT Dallas, Sep 26, 2012.
- C20. Drachev V.P. “Optical metamaterials based on plasmonic nanostructures,” St Petersburg State University, Russia, October 16, 2012.
- C21. Drachev V.P. “Nanoplasmonics for hybrid metamaterials and biosensing,” SUNY at Buffalo, Buffalo, NY, Feb 7, 2014.
- C22. Drachev V.P. "Spectroscopy and Photonics of Plasmonic Metamaterials," SkolTech, Skolkovo, Aug. 6, 2015.
- C23. Drachev V.P. L.D. Landau Institute of Theoretical Physics, Chernogolovka, Russia, May 20, 2016.
- C24. Drachev V.P. Plasmonic nanostructures for metamaterials and spectroscopy, Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Russia, May 18, 2017.
- C25. Drachev V.P. Plasmonics for optical metamaterials and biosensing, Texas A&M University, Commerce, TX, USA Feb 1, 2018.
- C26. В. П. Драчёв, Фотоника и ее применения, Публичная лекция для сотрудников и студентов Уфимский Государственный Авиационный Технический Университет, 19 ноября 2018, Уфа, Россия.
- Drachev V.P., Photonics and its applications, Public lecture for faculty and students, Ufa State Aviation Technical University, November 19th 2018, Ufa, Russia (lecture delivered in Russian).
- C27. Drachev V.P., Plasmonics News: recent developments at UNT, University of North Texas, Physics Colloquium, February 26th, 2019.
- C27. Drachev V.P., Plasmonic nanomaterials for biomedical applications, University of Texas Medical Branch, Houston March 1, 2019.
- C28. Drachev V.P., Plasmons in magnetic nanoparticles with spin polarization, A.A. Baikov Institute of Metallurgy and Material Science, Russian Academy of Sciences, Moscow. November 18th, 2019.
- C29. Drachev V.P., Spin-polarized plasmonics: high quality plasmon resonance in the deep-UV, University of North Texas, Physics Colloquium, February 11th, 2020.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Глава I. Диэлектрическая функция благородных металлов в плазмонных наноструктурах

(на основе публикаций A2, A4, A12, A13, A16)

В первой главе представлены результаты по диэлектрической проницаемости металлов в наноструктурах, которая может отличаться от макроскопических объемных материалов из-за квантово-размерных эффектов. Рассмотрен также нелинейный эффект насыщения локального усиления поля при относительно высокой интенсивности.

I.1 Диэлектрическая проницаемость Ag (диэлектрическая функция) в полосках отличается от объемной и была исследована для полос различной ширины и шероховатости поверхности. Массивы таких парных, электромагнитно-связанных полосок проявляют свойства метаматериалов. Обнаружено, что шероховатость поверхности не влияет на диэлектрическую функцию Ag, хотя она увеличивает потери на длинах волн плазмонных резонансах взаимодействующих полос. Размерный эффект значителен как для поляризации света, параллельной, так и для перпендикулярной полоскам с большим A-параметром. A-параметр введен в литературе как коэффициент увеличения релаксационной константы электронов проводимости металла из-за квантово-размерных эффектов.

На рис. 1 собраны спектры мнимой части диэлектрической функции $\epsilon_m''(\lambda, \alpha, \beta)$ для пяти образцов и поляризаций ТМ и ТЕ. Для сравнения приведены данные для объемной диэлектрической функции из двух литературных источников [22-23]. Зависимость диэлектрической функции от размера хорошо видна здесь для обеих поляризаций. Мы извлекли зависимый от размера член скорости релаксации $\gamma_{size} = \gamma(w) - \gamma_\infty = A V_F / w$, который можно представить (см. диссертацию) как функцию обратной эффективной ширины полос, $w_{eff}^{-1} = 0.5(w_t^{-1} + w_b^{-1})$. Моделирование с двумя ширинами, представляющими верхнюю и нижнюю полосы, и моделирование с диэлектрической функцией, использующей эффективную ширину для обеих полос, показывают хорошее соответствие. Рассчитанные из экспериментов параметры A для двух поляризаций-это $A_{TM} \approx 4.2 \pm 0.3$ и $A_{TE} \approx 2.3 \pm 0.3$.

Можно видеть, что ϵ_m'' для трех образцов с одинаковой шириной и разной шероховатостью почти не показывают различий. Таким образом, эксперимент указывает на то, что шероховатость не влияет на диэлектрическую функцию. Однако, искажающее влияние шероховатости на геометрию проявляется в различиях в спектрах поглощения и сильной разнице в магнитной проницаемости эффективного слоя. Такое влияние на спектры понятно, поскольку спектральный отклик и магнитная проницаемость зависит от локальных полей в зазоре между взаимодействующими полосками.

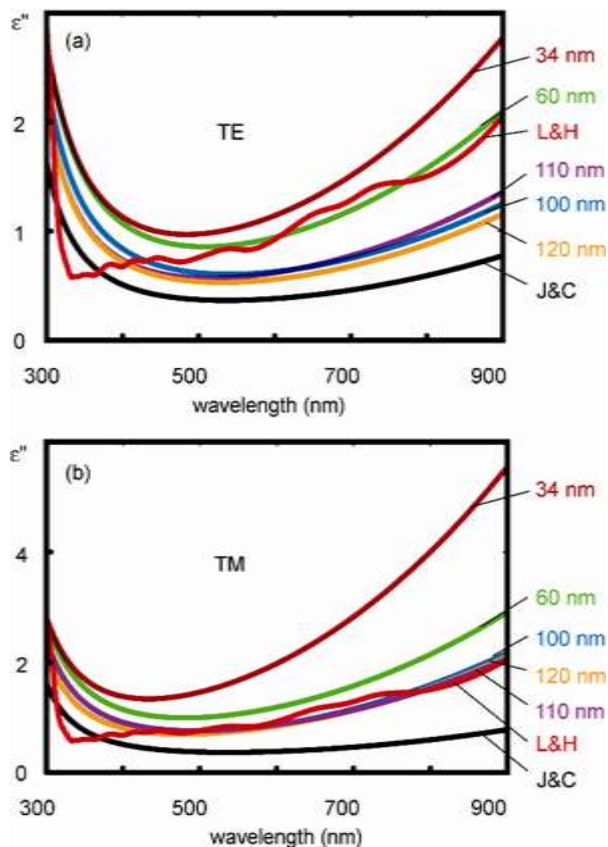


Рис. 1. Экспериментальные спектры мнимой части диэлектрической функции Ag в полоске для пяти образцов (ширины полос показаны справа около линии для каждого образца) по сравнению с объемной диэлектрической функции от двух источников Джонсона и Кристи [22] (J&C) и Линч и Хантера [23] (L&H) для TE (а) и ТМ (б) поляризаций.

Результаты наших экспериментов по диэлектрической функции Ag во взаимодействующих полосках позволяют нам сделать несколько важных выводов. Прежде всего, спектры ϵ_m'' для поляризации TE (электрическое поле, параллельное полоскам) свидетельствуют о хорошем качестве кристаллической структуры Ag. Действительно, значения ϵ_m'' для образцов с большой шириной полос находятся в пределах литературных данных Джонсона и Кристи [22], Линча и Хантера [23] для объемных образцов, тщательно изготовленных с последующей полировкой и отжигом. Как мы упоминали выше, весьма вероятной причиной различия в объемной диэлектрической функции Ag является изменение скорости релаксации электронов из-за дефектов кристалла и границы доменов, ν_{ed} . Полоски имеют приемлемую ϵ_m'' для TE поляризацию, сравнимую с объемными пленками большой площади.

I.2 Скорость релаксации электронов диэлектрической проницаемости Друде в наномантеннах золота с доменной структурой

В разделе 1.2 представлены результаты влияния границ доменов металла на скорость релаксации электронов, которое существенно даже для пленок благородных металлов большой площади и особенно для наноструктур. Оптическая спектроскопия и рентгеновская дифрактометрия показывают существенное улучшение добротности плазмонного резонанса для наномантенн квадратного типа за счет увеличения размера доменов после отжига в 1,8 раза и улучшения границ доменов, описываемых коэффициентом отражения электронов. Скорость релаксации электронов уменьшается в 3,2 раза.

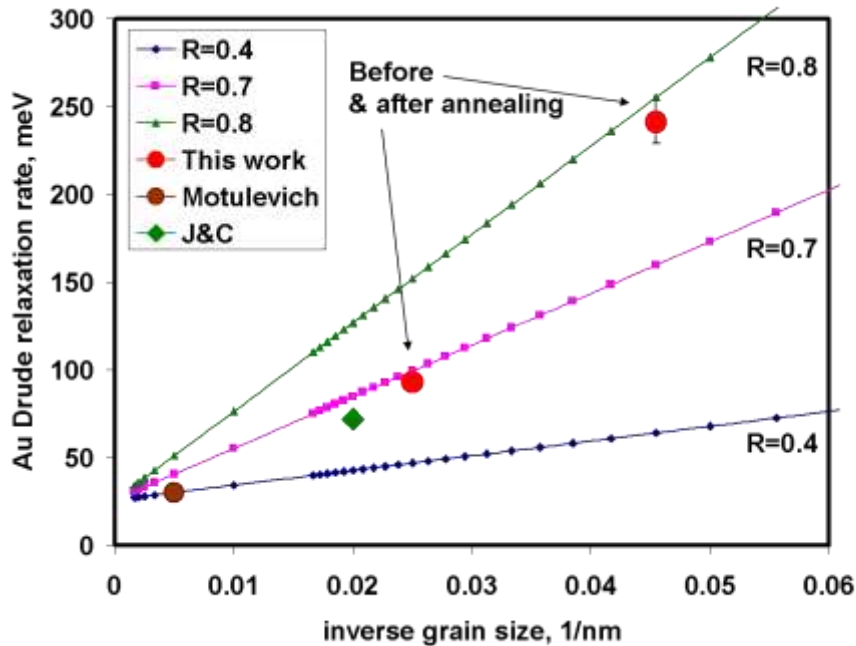


Рисунок 2: Скорость релаксации электронов Au в мэВ, Гг ($\Gamma_0=26$ мэВ), рассчитанная с использованием модели I2.5 при $R=0,4, 0,7$ и $0,8$. Результаты для золота в наномантеннах нанесены красными кружками. Данные Галины Мотулевич [2,5] для объемного золота показаны коричневым кружком, а зеленый квадрат для результата Джонсона и Кристи. Размер домена определяется приблизительно толщиной пленки 50 нм в случае J&C.

Решение для времени релаксации может быть аппроксимировано простой линейной зависимостью от обратного размера домена D^{-1} [24].

$$\tau_g^{-1} = \tau_0^{-1} + \frac{1.37v_F R}{D(1-R)}. \quad (I2.5)$$

В этом уравнении τ_0 время релаксации для бесконечного размера зерна, $v_F = 1.35 \times 10^6$ м/с - скорость Ферми для Au. Выбор скорости релаксации для бесконечного размера

доменов требует специального обсуждения. Тщательное рассмотрение доступных источников показывает, что существует не так много измерений, в которых был определен вклад границ доменов. Данные, полученные Мотулевич для золотых пленок, подтверждаются измерениями вклада доменов и размера доменов в сопротивление [25]. Он был определен как $R_{\text{res}}/R = v_{\text{ed}} / (v_{\text{ep}} + v_{\text{ed}})$, где остаточное сопротивление R_{res} было измерено при 4,2 К. Скорость релаксации электронов при бесконечном размере доменов обусловлена частотой электрон-фононных столкновений $\Gamma_0 = \Gamma_{\text{ep}} = 26$ мэВ и вкладом доменов $\Gamma_{\text{ed}} = 4$ мэВ при размере доменов около 200 нм. Используется значение $\tau = 2.7 \times 10^{-14}$ с (обращаем внимание, что $\tau = 2.56 \times 10^{-14}$ с для оптических измерений Мотулевич), рассчитанное по данным удельного сопротивления 295 К на чистых объемных кристаллах, и предполагая, что эффективная масса носителей заряда равна массе свободных электронов. Коэффициент отражения границы доменов R часто принимается равным 0,5 в качестве первого приближения. Однако из наших данных можно сделать вывод, что коэффициент отражения для нанопленок может отличаться до и после отжига, вероятно, из-за увеличения объемной доли границ доменов и, следовательно, величины потенциалов рассеяния. Следует отметить, что разница в коэффициенте отражения между 0,7 и 0,8 создает большую разницу в скорости релаксации для одного и того же размера доменов, которая составляет около 100 мэВ при 22 нм и значительно превышает экспериментальную погрешность измерений скорости релаксации.

1.3 Зависимость $\chi^{(3)}$ для электронов проводимости от размера наночастиц Ag (на основе работ А30-А35)

В разделе 1.3 представлено теоретическое исследование восприимчивости третьего порядка ($\chi^{(3)}$) для композита Ag-диэлектрик. Показана критическая роль насыщения оптических переходов между дискретными состояниями электронов проводимости в металлических квантовых точках. Мы использовали подход Раутиана [26]. Рассчитанная зависимость $\chi^{(3)}$ от размера для наночастиц Ag хорошо согласуется с опубликованными экспериментальными результатами [27], в отличие от широко используемого теоретического подхода [28]. Впервые показано, что эффекты насыщения ответственны за уменьшение коэффициента усиления локального поля. Этот факт означает, что коэффициент усиления локального поля измеренный при слабых полях не может оставаться неизменным при высоких интенсивностях внешнего поля. Результат имеет особое значение для явлений с усилением плазмонами, таких как гигантское комбинационное рассеяние (ГКР) и нелинейно-оптические отклики.

Нам удалось воспроизвести экспериментально наблюдаемую размерную зависимость $\frac{\chi_{\text{eff}}^{(3)}}{\alpha}$ на рис.3, используя теоретический подход Раутиана [26]. Важно, что зависимость не может быть объяснена теорией Хаша, Рикарда и Флитцаниса (HRF) [28], широко используемой для описания экспериментальных результатов в композитных системах с металлическими частицами. Заметим, что наш результат учитывает только вклад электронов проводимости, и не учитывает межзонных переходов.

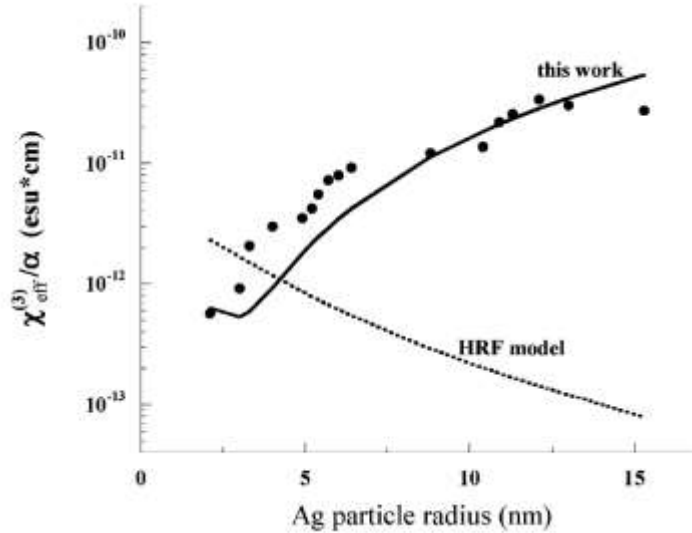


Рисунок 3: Сравнение зависимости $\chi_{eff}^{(3)}/\alpha$ от размера частиц Ag полученной в данной работе (сплошная линия), с экспериментально определенными значениями (символами) из работы Учиды и др. [27] и моделью из работ Хаша, Рикарда и Флицаниса (HRF) [28] (пунктирная линия). Обращаем внимание, что для приведения данных на одном графике была использована логарифмическая ось у.

Как отмечено выше, наши исследования подчеркивают важность эффектов насыщения для фактора усиления локального поля, который является ключевым для нелинейных процессов и ГКР. Наши результаты позволяют предположить, что насыщение оптических переходов в наноструктурах металла является вероятной причиной снижения усиления ГКР, наблюдаемого в литературе. Поэтому эффект насыщения будет особенно важен при использовании высокоинтенсивного лазерного излучения импульсных фемто- и пико-секундных лазеров.

Глава II. Новый механизм плазмонов в наночастицах со спиновой поляризацией

(на основе статьи A1)

Вторая глава посвящена особенностям локализованных плазмонов в случае магнитных наночастиц со спиновой поляризацией. Работа выполнена с наночастицами Co достаточно малого размера, чтобы кристаллическая структура была однодоменной. Наши эксперименты показывают, что однодоменные частицы кобальта поддерживают плазмонный резонанс на длине волны примерно 280 нм с лучшей добротностью резонанса, чем резонанс наночастиц золота в видимом диапазоне. Магнитная природа наночастиц предполагает новый тип этих плазмонов. Действительно, обменное взаимодействие

электронов расщепляет энергетические зоны для электронов со спином вверх и электронами со спином вниз, Рис.4 (вставка).

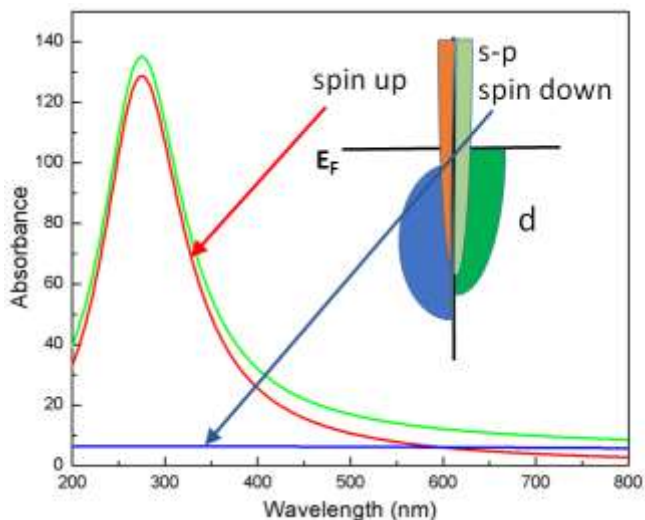


Рисунок 4: Двух-плазмонная модель поглощения наночастиц Co. ω_{sp} принимается равным 280 нм из эксперимента. Зеленый-это сумма красного спектра (спин вверх) и синего (спин вниз). Вставка: схема плотности состояний отдельно для s-p и d электронов, типичная для Co.

Рассеяние электронов без переворота спина делает возможным сосуществование двух независимых каналов проводимости, а также двух независимых плазмонов в одной и той же наночастице с очень разной электронной релаксацией. Действительно, плотность пустых состояний в частично заполненной d-зоне высока, что приводит к большой скорости релаксации электронов проводимости со спином вниз и, следовательно, к низкой добротности плазмонного резонанса. Напротив, большинство электронов с полностью заполненной d-зоной не предоставляют конечных состояний для процессов рассеяния s-p электронов проводимости, поэтому поддерживают высококачественный плазмонный резонанс. Рассеяние без переворота спина необходимо для того, чтобы эти два плазмона оставались независимыми. В первом приближении, оптические переходы с участием электронов с большой вероятностью рассеянных в d-зону можно считать межзонами.

В работе доказано, что высокая добротность плазмонного резонанса при поглощении является свойством изолированных наночастиц Co. Действительно, мы наблюдаем полное подавление узкого плазмонного резонанса для агрегированных наночастиц Co. Предположительно, это происходит из-за взаимодействия между частицами с разнонаправленными доменами, вызывающего рассеяние электронов с переворотом спина на границе двух частиц. Полное подавление узкого резонанса при агрегации является обратимым, т. е. резонанс полностью (или почти полностью) восстанавливается для отделенных наночастиц после обработки ультразвуком, как показано ниже. Отметим, что

отсутствие оболочки из оксида кобальта, которая могла бы вызвать антиферромагнитный отклик, проверяется с помощью измерений SQUID при низких температурах.

Ab-initio моделирование констант релаксации, выполненное для гигантского магнитосопротивления, показывает большую разницу для электронов со спином вверх и со спином вниз [29,30]. Восприимчивость наночастиц Co может быть выражена как сумма двух членов, исходящих от двух независимых групп электронов. Таким образом, общая поляризуемость определяется:

$$\alpha = r^3(\chi_{\uparrow} + \chi_{\downarrow}) = r^3 \left(\frac{1}{X_{\uparrow} + i\delta_{\uparrow}} + \frac{1}{X_{\downarrow} + i\delta_{\downarrow}} \right). \quad (\text{II.1})$$

Здесь мы используем спектральное представление модели Друде-Зоммерфельда [31,32].

$$\chi_i = \frac{\varepsilon_h - \varepsilon_{mi}}{2\varepsilon_h + \varepsilon_{mi}} = \frac{1}{X_i + i\delta_i}, \quad \varepsilon_{mi} = \varepsilon_{0i} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i2\Gamma)}, \quad \varepsilon_h \approx \varepsilon_0, \quad \omega_{sp}^2 = \frac{\omega_p^2}{\varepsilon_0 + 2\varepsilon_h}, \quad (\text{II.2})$$

$$X_i = \frac{\omega_{sp}^2 - \omega^2}{\omega_{sp}^2}, \quad \delta_i = \frac{\omega 2\Gamma_i}{\omega_{sp}^2}, \quad \text{где } 2\Gamma_{\uparrow} = v_F/\lambda_{\uparrow}, \quad 2\Gamma_{\downarrow} = v_F/\lambda_{\downarrow}, \quad \lambda_{\uparrow} = 12 \text{ nm}, \quad \lambda_{\downarrow} = 0.6 \text{ nm},$$

скорость Ферми $v_F = 2.1 \times 10^5$ m/s, таким образом $2\Gamma_{\uparrow} \approx 72.4$ meV, и $2\Gamma_{\downarrow} \approx 1448$ meV [29,30]. Сечение экстинкции-это $\text{km}\alpha$. Таким образом, спектры поглощения должны проявляться в виде резкого резонанса, обусловленного электронами со спином вверх плюс широкий фон, исходящий от электронов спином вниз (рис. 4). Поэтому, если все процессы рассеяния электронов происходят без переворота спина, то есть две группы электронов независимы, следует ожидать резкого плазмонного резонанса. В частности, для этого требуются однодоменные наночастицы, поскольку междоменные стенки увеличивают вероятность рассеяния электронов с переворотом спина, и, таким образом, две группы электронов могут больше не являться независимыми.

Для подтверждения этой концепции, мы провели эксперименты, показывающие резкий плазмонный резонанс для изолированных однодоменных наночастиц Co (НЧ Co). Однако, плазмонный резонанс исчезает, если образуются небольшие агрегаты из двух-трех частиц. Значения намагниченности, измеренные системой SQUID (приведены в диссертации), демонстрируют супер-парамагнитные свойства НЧ Co при комнатной температуре, что указывает на однодоменную структуру ферромагнитных частиц. Температурная зависимость намагниченности дает температуру блокировки, которая соответствует объему частиц данного размера. Ниже температуры блокировки полевая зависимость намагниченности имеет гистерезисное поведение. Сдвиг петли гистерезиса, охлажденной до 10 К при поле +1 Тл, и противоположный сдвиг для образца, охлажденного при -1 Тл, позволяют контролировать степень окисления наночастиц (подробнее см. диссертацию). Все приведенные ниже результаты соответствуют частицам без оксидной оболочки. Рисунок 5а демонстрирует хорошую добротность резонанса репрезентативного спектра для НЧ Co в растворе гексана. Качество плазмонного резонанса примерно такое же, как и для наночастиц золота, которые имеют резонанс в зеленый спектральный диапазон. Co-НЧ

остаются изолированными благодаря поверхностно-активным веществам, триоктилфосфину и олеиновой кислоте. Данные динамического рассеяния света показывают средний размер (Рис. 5b), близкий к среднему размеру на изображениях ТЕМ.

Эксперимент, иллюстрирующий взаимодействие наночастиц Со разделенных тонкой оболочкой поверхностно-активного вещества выполнен следующим образом. Для инициирования агрегации постоянное магнитное поле 130 мТл вместе со сверхзвуковым зондом вносились в раствор гексана с Со НЧ в кварцевой кювете. После 1 часа такого воздействия были собраны динамические спектры рассеяния и поглощения света. На рисунке 5а показан уменьшенный плазмонный пик после 1 часа (показан синим цветом). После 2,5 часов зондирования в магнитном поле пик плазмона исчез (показан зеленым

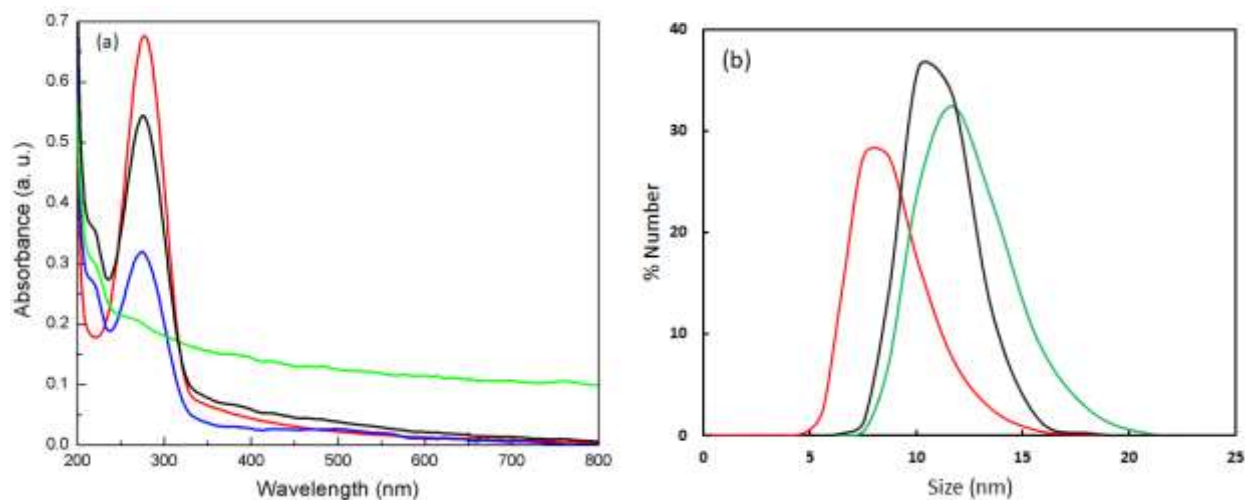


Рисунок 5. (а) Экспериментальные спектры экстинкции Со-НЧ в гексанае. (красный спектр) синтезированные нано-частицы; (синий) после 1 час воздействия ультразвуком с внешним 130 мТл магнитным полем; (зеленый, плазмонный пик отсутствует) через 2,5 часа после ультразвука с внешним 130 мТл постоянного магнитного поля; (черный спектр, резонанс восстановился почти полностью) 1 час воздействия ультразвуком без магнитного поля. (б) Со-НЧ: распределение по размерам измеряется по динамическому рассеянию света: (красный) - синтезированные; (зеленый) - 2.5 часа ультразвук с внешними 130 мТл постоянного магнитного поля; (черный) через 1 час воздействия ультразвуком без магнитного поля.

цветом). Результаты динамического рассеяния света, показанное на рис.5б, приводит к увеличению размера гидродинамических частиц с 8,7 до 12-13 нм, что соответствует небольшим агрегатам из двух-трех частиц. Примечательно, что последующее воздействие ультразвуком без внешнего магнитного поля разделяет агрегированные частицы, и плазмонный резонанс восстанавливается. Таким образом, агрегация, индуцированная магнитным/ультразвуковым воздействием, является обратимым процессом, по крайней мере частично.

Глава III. Оптические метаматериалы с магнетизмом и отрицательным показателем преломления

(на основе статей A3, A11, A14, A15, A17-A21, A24-A29)

В третьей главе обсуждается экспериментальная демонстрация метаматериалов с отрицательным показателем преломления в оптическом диапазоне спектра.

III.1 Периодический массив пар золотых наностержней

В разделе продемонстрированы уникальные оптические свойства этой метаповерхности вблизи плазмонного резонанса, высокую анизотропию пропускания и показателя преломления, высокое отражение ниже резонансной частоты при покрытии металла около 10% и отрицательный показатель преломления в оптическом диапазоне выше плазмонного резонанса.

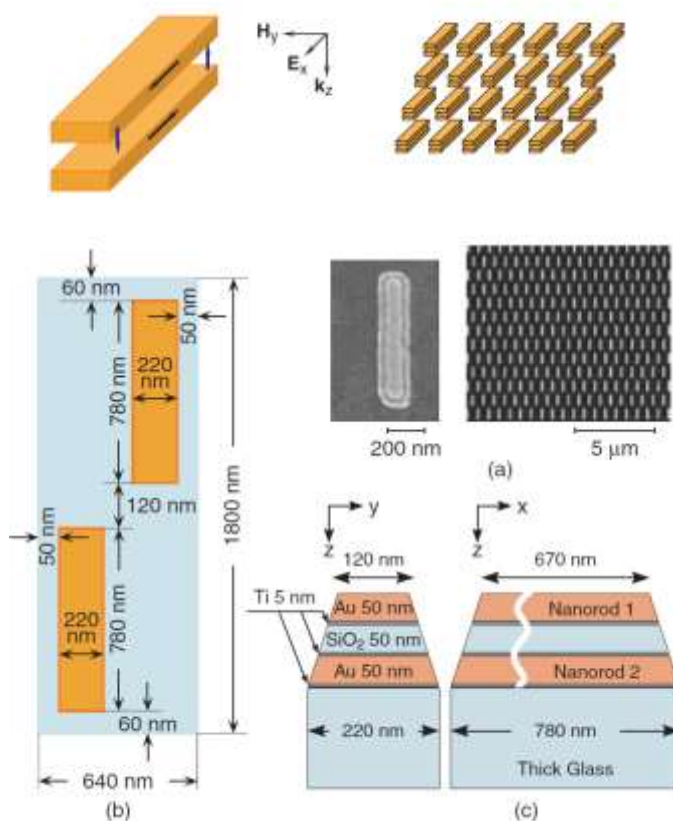


Рисунок 6. Пары параллельных металлических наностержней. (верхняя панель) Схема массива наностержней и поляризация поля. (a) СЭМ-изображение (вид сверху) одной пары наностержней (слева) и фрагмента 2 мм × 2 мм массива пар наностержней (справа). (b) Размеры нижних наностержней и их расположение в массиве и (c) схемы сечений для одной пары наностержней на стеклянной подложке, вид с двух сторон.

Для образца, содержащего массив наностержней изготовленных непосредственно на стекле (рис.6), был получен отрицательный показатель преломления. На рис. 7а показаны результаты наших фазовых измерений, которые были выполнены с помощью диодных

лазеров и перестраиваемого эрбиевого лазера. Обнаруженные спектральные зависимости фазового сдвига прекрасно согласуются с результатами моделирования. На вставке показаны измеренные значения пропускания и отражения (для параллельной поляризации), проверенные эрбиевым лазером в исследуемом спектральном диапазоне, где n отрицательно. Рис.7б представляет n' , полученные с использованием уравнения III.1. (n'' здесь не показано).

Следуя ссылке [33], где рассматривался один эффективный слой, комплексный показатель преломления (n) наноразмерного слоя на подложке можно найти из:

$$\cos nk\Delta = \frac{1 - r^2 + n_s t^2}{(n_s + 1)t + rt(n_s - 1)}, \quad (\text{III.1})$$

где n_s означает показатель преломления подложки ($n_s = 1.48$ для нашей подложки из чистого стекла).

Решение уравнение (III.1) позволяет извлечь показатель преломления эффективного тонкого слоя пассивного материала ($n'' > 0$ и $Z' > 0$, где $Z = Z' + iZ''$ импеданс) с неизвестными параметрами. В частности, мы получаем импеданс (не показан здесь) и показатель преломления эквивалентного однородного слоя с тем же комплексным коэффициентом отражения r и пропускания t , что и фактический массив наностержней. Такой однородный слой с эквивалентным n и Z дает такое же распределение дальнего поля за пределами образца, как и фактический слой метаматериала. Обращаем внимание, что для тонкого слоя такое восстановление параметров может быть выполнено однозначно.

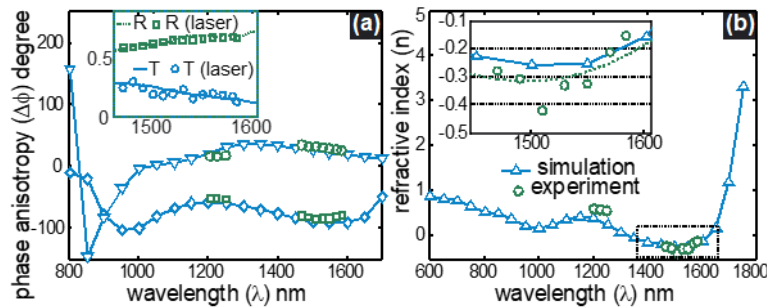


Рис. 7. (а) Анизотропия фазы $\Delta\phi = \phi_{\parallel} - \phi_{\perp}$ для прошедшего (\diamond моделирование и \square эксперимент) и отраженного (∇ моделирование и \circ эксперимент) света. Вставка в (а) показывает измеренные значения пропускания и отражения для параллельной поляризации, проверенные с помощью лазерных измерений. (б) реальная часть показателя преломления, восстановленная по экспериментальным данным и сопоставленная с моделями. Вставка отображает растянутое по длине волны изображение области отрицательного преломления; пунктирная линия представляет собой подгонку методом наименьших квадратов для экспериментальных данных (\circ), а сплошная линия показывает моделируемые данные (Δ).

Численные расчеты, выполненные в нашей работе, свидетельствуют об относительно слабой чувствительности n' к изменениям амплитуд отражения и пропускания и ее критической зависимости от фаз. Отличное соответствие между расчетными и измеренными фазовыми сдвигами привело к близким значениям для моделируемых и экспериментальных значений n' . Мы отмечаем, что полученный абсолютный сдвиг фазы 61° (не показан) в коэффициенте пропускания света при $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ значительно превосходит критическую фазу $-\phi_0 = -40^\circ$ при $1.5 \mu\text{m}$, поэтому фазовый критерий, используемый в диссертации, также предсказывает отрицательное преломление в этом случае. Показатель преломления отрицательный в диапазоне между 1,3 мкм и 1,6 мкм, с $n' = -0.3 \pm 0.1$ при $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$. Спектральный диапазон отрицательного n' смещен относительно резонанса, обеспечивая довольно высокий коэффициент пропускания около 20%.

III.2 Метамагнетики на основе субволновой решетки

Оптические метаматериалы могут обеспечить нам искусственный магнитный отклик и отрицательный показатель преломления на оптических частотах. Продемонстрировано, что разработанные оптические магнитные метаматериалы обладают магнитной проницаемостью отличной от единицы в инфракрасном диапазоне и во всем видимом спектре.

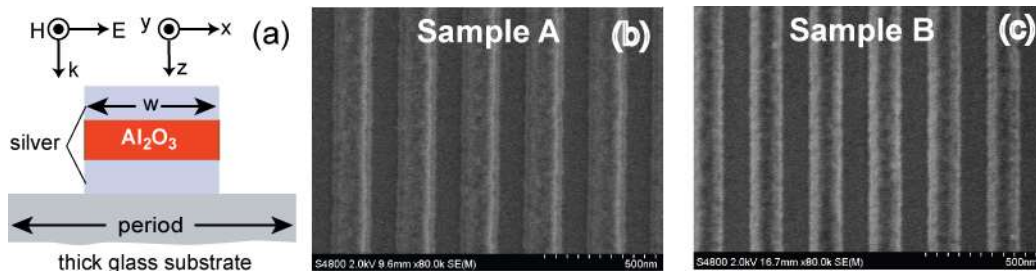


Рисунок 8. (a) Схема вертикальной структуры пары нанополосок и поляризация электро-магнитного поля, (b) СЭМ-изображение образца А, (c) СЭМ-изображение образца В.

Измерения среднеквадратичного значения шероховатости поверхности с помощью атомно-силового микроскопа Veeco DI3100 (АСМ) показали, что более медленная скорость осаждения серебра при изготовлении ($0,5 \text{ \AA}/\text{с}$, образец В) привела к более низкой шероховатости поверхности, чем более быстрая скорость осаждения ($\sim 2 \text{ \AA}/\text{с}$, образец А). Обратите внимание, что для типичной процедуры осаждения скорость не может быть установлена ниже $2 \text{ \AA}/\text{с}$, так как осаждение серебра нагревает резистивный материал и делает процесс отрыва (удаление резиста) невозможным. Чтобы охладить резист, мы

выполняли 4-ступенчатый процесс осаждения с 10-минутными паузами между каждым этапом осаждения. Эта новая процедура позволяет использовать более низкую скорость осаждения около $0,5 \text{ \AA}/\text{с}$ для получения более низкой шероховатости поверхности. При этом обеспечивается качественный отрыв и, в целом, лучшее качество образца. Структура вертикального слоя пленок из стекла с покрытием ИТО была следующей: образец А, 10 нм оксида алюминия, 30 нм серебра, 40 нм оксида алюминия, 30 нм серебра, 10 нм оксида алюминия; образец В, 10 нм оксида алюминия, 35 нм серебра, 40 нм оксида алюминия, 35 нм серебра, 10 нм оксида алюминия. Изображение изготовленной структуры образца А показано на рисунке 8(б), в то время как образец В показан на рисунке 8(с). Снимки были сделаны с помощью электронного микроскопа Hitachi S-4800.

Для тестирования изготовленных образцов мы измерили спектры пропускания и отражения образцов с помощью ультрастабильной вольфрамовой лампы (V&W ТЕК ВPS100). Спектральный диапазон лампы охватывает весь видимый и ближний инфракрасный оптический диапазон. Призма Глана Тейлора была размещена на выходе широкополосной лампы для выбора света с требуемой линейной поляризацией. Сигнал, прошедший образец или отраженный от образца, был введен в спектрограф (Acton SpectraPro 300i) и в конечном итоге измерен детектором с ПЗС-матрицей, охлажденным жидким азотом. Спектры пропускания и отражения были нормированы на подложку и калиброванное серебряное зеркало соответственно. В ТЕ-режиме электрическое поле падающего света было линейно поляризовано параллельно длине серебряных полос, в то время как в ТМ-режиме электрическое поле было повернуто на 90 градусов относительно режима ТЕ. Например, на рисунках 9(а) и 9(б) показаны спектры пропускания и отражения, полученные в результате оптических измерений образца А и образца В для поляризации ТМ при нормальном падении, а также результаты моделирования.

На рисунках 9(с) и 9(д) показаны реальные части полученных эффективной проницаемости и диэлектрической проницаемости для образцов А и В, соответственно. Образцы А и В демонстрируют отрицательную магнитную проницаемость -1 и $-1,7$ на длинах волн 770 нм и 725 нм соответственно. Для поляризации ТЕ оба образца действуют как разбавленная металлическая пленка без какого-либо резонансного отклика.

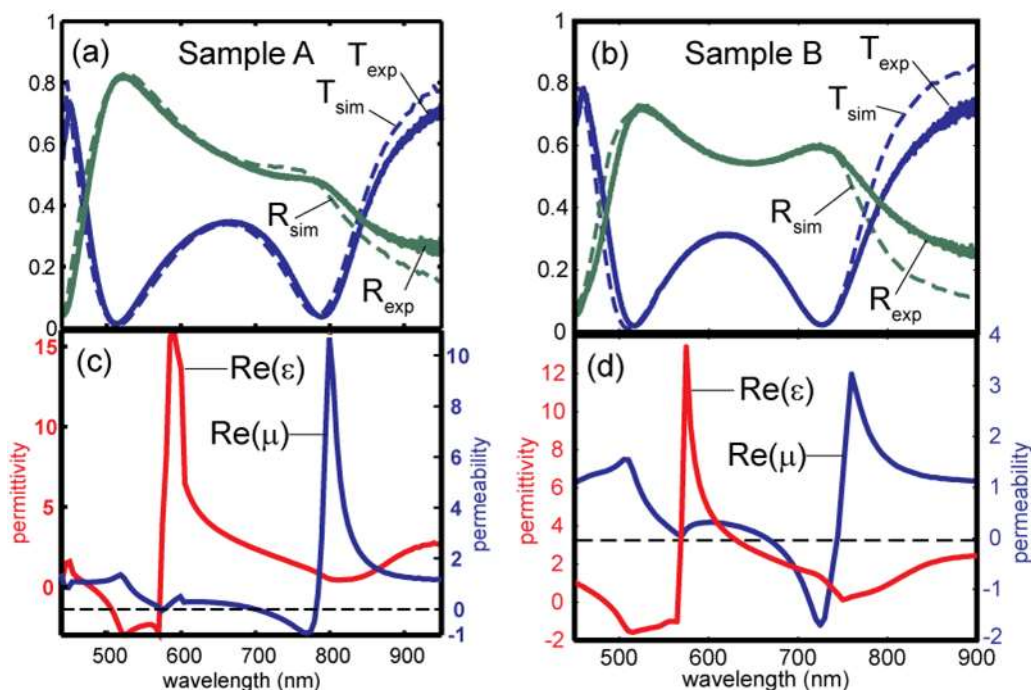


Рис. 9.(a,b) Спектры образца А и образца В соответственно. Сплошные линии представляют экспериментальные данные, а пунктирные линии представляют смоделированные данные. Т-коэффициент пропускания, а R-коэффициент отражения. (c,d) Реальные части восстановленной эффективной магнитной проницаемости и диэлектрической проницаемости для образца А и образца В соответственно.

III.3 Материалы с отрицательным показателем преломления на основе перекрестных решеток

Метаматериалы с отрицательным показателем преломления, также называемые *материалами с отрицательным индексом* (МОИ), были продемонстрированы в инфракрасном диапазоне и на красной границе с видимым спектральным диапазоном. В частности, продемонстрированы образцы, которые обладают отрицательным показателем преломления для красного света на длине волны 710 нм. Это самая короткая длина волны до сих пор, при которой наблюдалось МОИ в оптике. В поглощающих средах возможно получить отрицательный показатель преломления в среде, где лишь одна проницаемость отрицательна, например ϵ (ОО-МОИ). Однако в таких средах показатель качества, ($FOM = -n'/n''$) меньше чем в средах, где две проницаемости отрицательные (ДО-МОИ).

В диссертации обсуждаются также проблемы изготовления и влияние ограничений связанных с изготовлением, в частности шероховатость поверхности изготовленных конструкций, на свойства метаматериалов.

Полученные результаты для одного из образцов показаны на рисунках 10 и 11. Реальная часть показателя преломления (n') и показатель качества ($FOM = -n'/n''$) показаны на рисунке 11 (а) (для ясности FOM устанавливается равным нулю, когда $n' > 0$). Лучший FOM 1,3 получается на длине волны 813 нм, где n' составляет около -1,0.

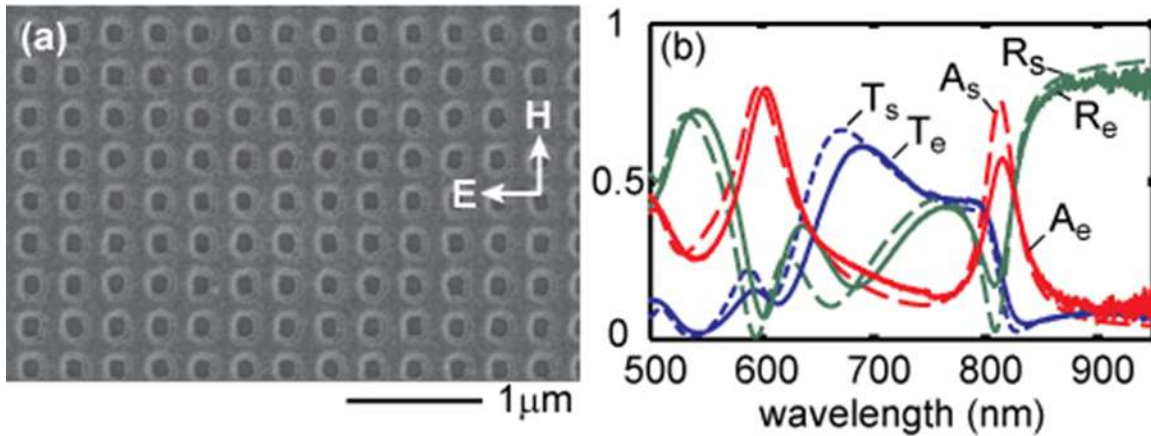


Рис. 10. (а) СЭМ изображение образца ДО-МОИ, (б) Экспериментальные и смоделированные спектры образца ДО-МОИ. Сплошные линии представляют экспериментальные данные, а пунктирные линии-имитационные данные. Т - коэффициент пропускания, R-коэффициент отражения, А-коэффициент поглощения.

Минимальное значение показателя преломления, $n' \approx -1.3$, достигается при 820 нм, но с меньшим значением $FOM=0,9$. Как показано на рисунке 11 (b), μ' имеет отрицательную величину между 799 и 818 нм. Эта область является режимом ДО-МОИ. В этом диапазоне

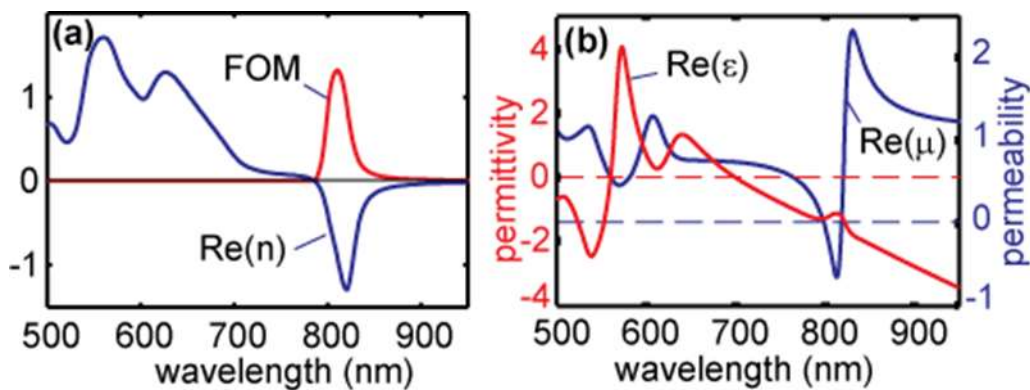


Рисунок 11. (а) Реальная часть показателя преломления и показатель качества (FOM) для дважды-отрицательного ДО-МОИ образца. (б) Реальные части электрической и магнитной проницаемостей.

длин волн ε' изменяется в пределах $-1,2 \pm 0,1$. Самый сильный магнитный отклик ($\mu' \approx -0.7$) получен на длине волны 813 нм, где $\varepsilon' \approx -1.1$. Тот же образец также демонстрирует реакцию ОО-МОИ при ортогональной поляризации. В ортогональной поляризации структура показывает максимум FOM=0,7 при 772 нм с $n' \approx -1.0$.

III.4 Метаматериалы с оптическим отрицательным показателем преломления с компенсированными потерями

Оптические МОИ-это искусственные композиты, в которых отрицательный показатель преломления возникает из наноразмерных "мета-атомов", встроенных в материал. Эти оптические строительные блоки МОИ обычно требуют плазмонного материала, такого как серебро или золото, в дополнение к диэлектрическим компонентам. Потери, присущие этим благородным металлам на оптических частотах, уменьшают практическое значение метаматериалов и являются одним из основных ограничений, препятствующих выходу метаматериалов из области академических исследований к их промышленному применению.

В более ранних работах, включение активного материала было предложено в качестве эффективного метода минимизации или устранения потерь в МОИ. Однако в устройствах на основе МОИ толщина активного материала должна быть обязательно небольшой, чтобы сохранить отрицательный показатель преломления. Поэтому, включение усиления в конструкцию оптического МОИ сопряжено с трудностями. Преодоление этих трудностей было нашей целью.

Мы разработали подход, при котором активная среда в МОИ обеспечивает эффективное усиление, намного превышающий ее объемный аналог. Большая величина усиления достигается за счет увеличенного локального поля, присущего плазмонному отклику МОИ, что обеспечивает дополнительный инструмент для компенсации потерь в МОИ. В наших экспериментах пропускание через образец оптического МОИ усиливается за счет накачки активной среды, содержащейся в образце. Структура тщательно разработана таким образом, чтобы активная среда испытывала наибольшее локальное поле, одновременно сохраняя свойство отрицательного показателя преломления метаматериала. Экспериментальные результаты, наряду с численным моделированием, непосредственно демонстрируют первый активный МОИ с полной компенсацией потерь.

При изменении показателя преломления, сопровождающем компенсацию потерь, импеданс на границе раздела между образцом и воздухом становится несогласованным, и, таким образом, спектральное отражение также увеличивается, достигая 107,6% при 730 нм. Сумма интенсивности поля при пропускании и отражении почти в 1,23 раза превышает интенсивность падающего луча на этой длине волны. Это подтверждает, что падающий свет действительно усиливается в образце, так что поглощение A отрицательное, и образец активен.

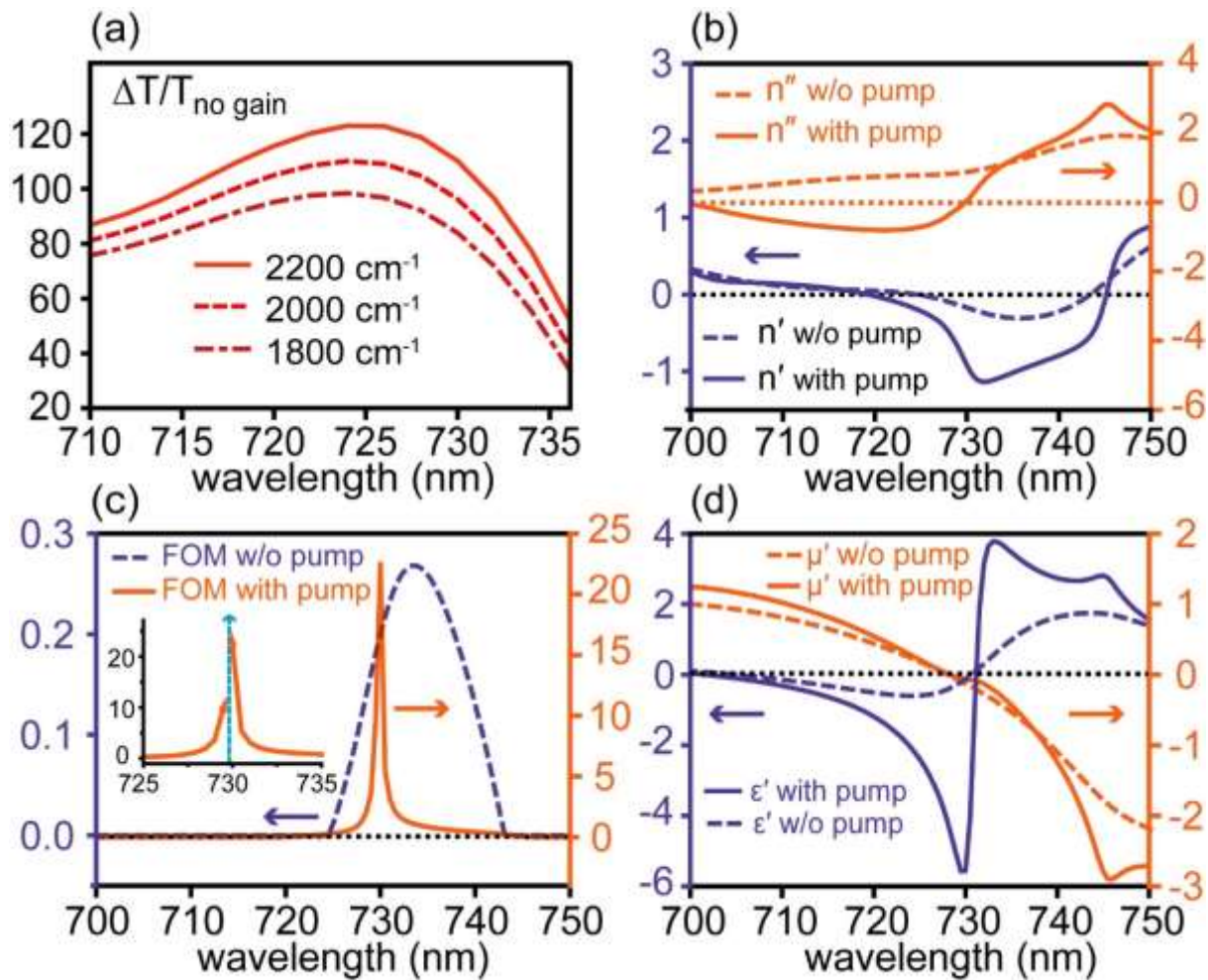


Рисунок 12. Моделирование спектров пропускания и эффективные параметры. (a) прирост пропускания по отношению к пропусканию без накачки; коэффициенты усиления активной среды в расчета приняты 1800, 2000 и 2200 cm^{-1} ; (b) восстановленный эффективный показатель преломления $n = n' + n''$ с накачкой и без накачки активной среды; (c) эффективные показатели качества с и без накачки (FOM устанавливается в ноль, когда действительная часть показателя преломления положителен); (d) эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости с и без накачки активной среды.

Согласно рис. 12(a), МОИ остается активным в спектральном диапазоне между 722 нм и 738 нм, в то время как показатель преломления отрицателен в более широком диапазоне между 720 нм и 760 нм.

Эффективный показатель преломления и FOM были получены из сравнения с численными расчетами спектров и показаны на рис. 12. Действительная часть показателя преломления n' становится более отрицательной после применения усиления, а мнимая часть n'' также значительно падает вблизи резонанса. При 737 нм n' изменяется с увеличением

коэффициента усиления с $-0,66$ до $-1,017$, в то время как n'' падает с $0,66$ до $0,039$ (см. рис. 12(b)). Это соответствует увеличению FOM с 1 до 26 , как показано на рис. 12(c). Это значение на сегодняшний день является самым большим зарегистрированным значением FOM, достигнутым в известных МОИ в оптическом диапазоне.

Глава IV. Субдифракционный перенос изображений в гиперболических метаматериалах (ГММ) объемными плазмонными поляритонами

(на основе статей A7-A10, A14, A22)

Четвертая глава представляет эксперименты по оптическим метаматериалам с гиперболической дисперсией. Гиперболические материалы обеспечивают множество применений, включая перенос изображения субволнового диапазона в дальнее поле, нано-фотолитографию и увеличение радиационной константы излучателей за счет эффекта Парселла. Волновой вектор плоской волны в этих средах следует поверхности гиперboloида в отличие от эллипсоида для обычного анизотропного диэлектрика. Последствия гиперболической дисперсии были впервые изучены в 50-х годах в связи с проблемами распространения электромагнитных волн в ионосфере Земли и в слоистых

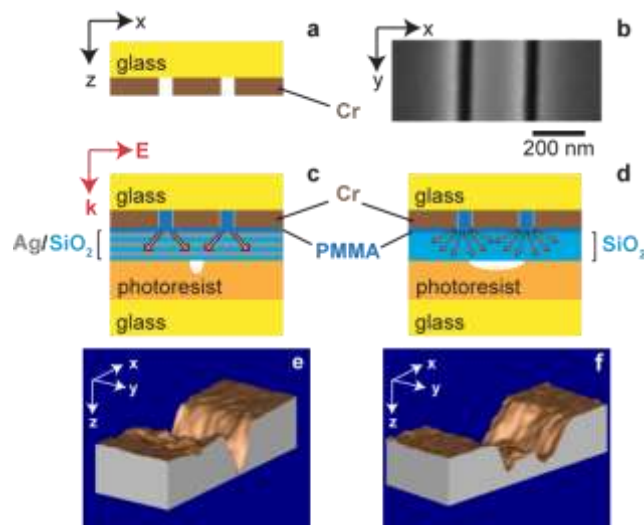


Рис. 13. Принципиальная схема (a) и СЭМ-изображение (b) двойной щели, фрезерованной в хромовой пленке пучком Ga. (c) Принципиальная схема двойной щели с серебряно-кремнеземистой слоистой пластиной ГММ, контактирующей со слоем фоторезиста. (d) Принципиальная схема двойной щели с эталонной пластиной кремнезема, контактирующей со слоем фоторезиста. Падающее и дифрагированное поля показаны красным цветом. АСМ-изображения после разработки для образца ГММ с серебряно-кремнеземистой пластиной (e) и образца слоя кремнезема (f). Размеры изображений по оси x составляют 600 нм и 1000 нм для (e) и (f) соответственно. Размеры изображений для e и f в направлениях x и y составляют 1500 нм и 600 нм соответственно.

искусственных материалах линий связи. Последние годы привели к взрывному росту в оптике и фотонике гиперболических сред на основе метаматериалов во всем оптическом спектре.

Внутри гиперболической среды главные компоненты тензора диэлектрической проницаемости имеют противоположные знаки, заставляющие среду проявлять "металлический" тип реакции на световые волны в одном направлении и "диэлектрическую" реакцию в другом. Наше исследование показывает, что внутри гиперболических сред *объемные плазмон-поляритоны* (ОПП) распространяются вдоль характерных направлений, хотя и пересекают границы составляющих материалов. ОПП образуют локализованные, зависящие от направления оптические отклики. Это очень похоже на распространение обычных *поверхностных плазмон-поляритонов* (ППП) вдоль плоских интерфейсов, разделяющих изотропные диэлектрики и металлические пластины.

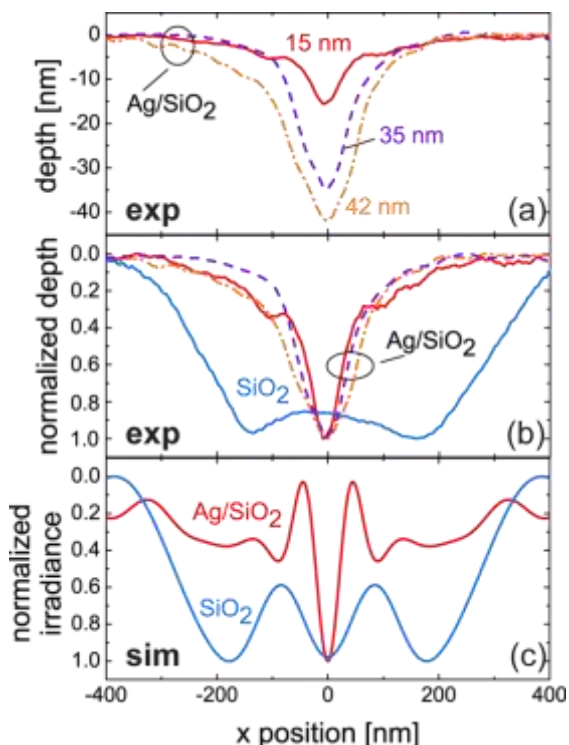


Рис. 14. (a) Профили глубины полученные АСМ-сканированием в фоторезисте для серебристо-кремнеземистого пластинчатого образца ГММ, имеющего три различные глубины в зависимости от времени воздействия излучения. (b) Нормализованные профили глубины образца ГММ, показанного в (a), и образца слоя кремнезема. Фактическая глубина для образца слоя кремнезема составляет 112 нм. (c) Смоделированные облучения на границе пластины и подложки для многослойного НММ и однородной пластины кремнезема.

Например, ТМ ОПП в одноосной среде $\varepsilon = \text{diag}(\varepsilon_o, \varepsilon_o, \varepsilon_e)$, распространяются вдоль резонансного конуса, между направлениями с $\text{Re} \varepsilon(\varphi_c) > 0$ и $\text{Re} \varepsilon(\varphi_c) < 0$. Двухщелевая схема Юнга используется для изучения пространственно ограниченной дифракции в гиперболической пластине, состоящей из множества тонких плоских слоев металла и диэлектрика, для получения интерференционной картины субдифракционного ОПП на выходном интерфэйсе пластины и резиста. В этой главе демонстрируются системы, подтверждающие концепцию создания таких систем, применимых к нанолитографии.

На рис. 14(a) показаны АСМ-сканы, усредненные по щелям для серебристо-кремнеземистого пластинчатого образца ММ, отложенного в течение 8-10 минут. Когда глубина профиля в фоторезисторе составляет 15 нм, полная ширина на полувысоте (ПШП) составляет 83 нм. Более длительное время экспозиции привело к более глубокому профилю и более широкому профилю. Таким образом, для глубины записи 35 нм и 42 нм значения ПШП составляют 105 нм и 135 нм соответственно. Наши результаты указывают на то, что плоские металл-диэлектрические пластинчатые структуры способны формировать субволновой интерференционное пятно от дифракции на двух щелях. На рис. 14(b) показаны нормализованные АСМ-сканы, представленные на рис. 14(a), а также профиль интерференционного пятна полученной пластиной кремнезема той же толщины, что и ГММ. По мере увеличения глубины проникновения (времени экспозиции) контрастность становится лучше, а ПШП становится больше. Если бы экспериментальный профиль был экстраполирован на еще меньшую глубину, боковые пики увеличились бы, а центральный пик стал бы уже, приближаясь к моделируемой интенсивности излучения вблизи поверхности сопротивления. На рис.14(c) изображены излучения на границах раздела и подложке, полученные в результате моделирования. ПШП центральных пиков структуры ГММ и одного слоя составляют 45 нм и 514 нм соответственно. Таким образом, результаты численного моделирования хорошо согласуются с нашими экспериментальными результатами.

Глава V. Подавление рассеяния микросфер плазмонными фрактальными оболочками с эффективной диэлектрической проницаемостью близкой к нулю

(на основе статей А5, А6, А21)

Заключительная, пятая глава посвящена экспериментальной демонстрации подавления рассеяния для микросфер типа ядро-оболочка размером около микрона, см. рис.15. Значительная экстинкция от видимого до среднего инфракрасного диапазона делает фрактальные оболочки очень привлекательными в качестве аэрозольных обскурантов. В отличие от плоских фрактальных пленок, где поглощение и отражение в равной степени вносят вклад в экстинкцию, экстинкция оболочек вызвана в основном поглощением. Резонанс рассеяния Ми на 560 нм (рис.16 слева) для кремнеземных микросфер диаметром 780 нм (рис. 15#1) подавляется на 75% для микросфер с золотой оболочкой (рис. 15#4, спектр на рис.16 красный) и только частично замещается поглощением в оболочке, так что общее пропускание заметно увеличивается. Полоса поглощения колебательной моды

кремнезема (O-S-O) на длине волны 9 мкм также исчезает. Теория эффективной среды поддерживает наши эксперименты и указывает, что свет проходит в основном через оболочку, у которой диэлектрическая проницаемость близка к нулю, с примерно независимой от длины волны скоростью поглощения.

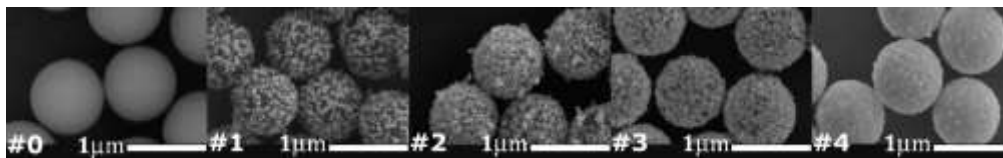


Рисунок 15: Изображения СЭМ частиц сердцевины оболочки с различным покрытием и морфологией золотой оболочки.

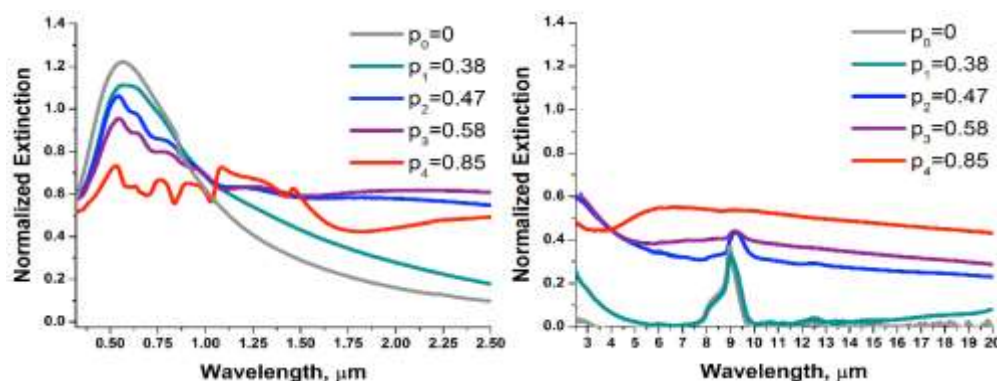


Рисунок 16: Нормализованные спектры экстинкции частиц типа ядро-оболочка с различным покрытием золотой оболочки и морфологией, показанные на рисунке 15. Индекс при коэффициенте заполнения металла соответствует номеру СЭМ изображения.

В экспериментах, кремнеземные микросферы диаметром приблизительно 780 нм покрывали наноструктурами золота с использованием модифицированного метода восстановления соли золота, хлорауровой кислоты (HAuCl_4), формальдегидом (CH_2O_2) в присутствии поверхностно-активных веществ и стабилизаторов. Рецепт, известный в литературе был изменен для получения фрактальных оболочек. В частности, восстановление золота формальдегидом было непосредственно выполнено на аминоксидированных кремнеземных микросферах без предварительного внесения наночастиц в качестве зародышей. Коэффициент заполнения золотом в оболочке на поверхности микросферы варьировалось для разных образцов путем изменения времени восстановления. Раствор стабилизировали поливинилпирролидоном (ПВП) для предотвращения агрегации микросфер. Более подробную информацию можно найти в диссертации. Синтезированные микросферы с золотым покрытием наносились на подложки из селенида цинка (ZnSe) для инфракрасной спектроскопии и на подложки из плавленого кварца для спектроскопии в видимом диапазоне.

Несколько различных образцов были синтезированы для изучения влияния структуры оболочки с постепенно увеличивающимся коэффициентом заполнения золотом (p), рис. 15. Спектры нормализованной экстинкции (NE) представлены на рисунке 16. Нормализованные спектры пропускания (NT) сначала были нормализованы по коэффициенту пропускания самой кварцевой подложки. Поскольку плотность микросфер на подложке немного отличалась для разных образцов, экстинкция была нормализована в зависимости от плотности. Нормализованные спектры экстинкции были рассчитаны как $NE = (-\log NT) / N_s$, где N_s — плотность поверхности микросферы, ядро-с-оболочкой, рассчитанная по изображениям полевой эмиссионной сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и полученным в μm^{-2} . Изображения СЭМ различных структур оболочек, соответствующие нормализованным спектрам экстинкции, представлены на рис. 15. Образцы помечены номерами от 0 до 4, где 0 соответствует образцу кремнеземных микросфер без оболочки ($p_0=0$), а 1-4 соответствуют образцам с постепенно увеличивающимся коэффициентом заполнения золотом в оболочках, а именно $p_1=0,38\pm 0,03$, $p_2=0,47\pm 0,01$, $p_3=0,58\pm 0,03$ и $p_4=0,85\pm 0,02$. Заметим, что изображения СЭМ позволяют измерять только 2D проекцию структуры, и покрытие золотом рассчитывается для такого плоского вида. Это хорошее приближение к результирующей доле заполняющего металла (f), которую мы используем при моделировании для менее плотных оболочек. Образцы 3 и 4 могут быть четко видны как имеющие трехмерную структуру, и, таким образом, доля заполнения может быть меньше, чем оценено по охвату плоскости. Оболочки имеют фрактальную структуру с фрактальным размером $D=1,75-1,82$. Он был рассчитан как степенная зависимость количества наночастиц золота N_p внутри круга радиуса R , $N_p/N_0 = (R/R_0)^D$. Для кремнеземных микросфер наблюдается пик поглощения, обусловленный полосой колебательной моды O-Si-O, равной $9 \mu\text{m}$, и пик экстинкции в видимом спектральном диапазоне, обусловленный резонансом рассеяния Ми на 560 nm (рис. 16 для $p=0$).

ВЫВОДЫ

Впервые продемонстрированы и реализованы в экспериментах оптические МОИ, метамагнетики в видимом спектральном диапазоне, субдифракционная фотолитография с использованием гиперболических метаматериалов, подавление рассеяния микросфер с помощью фрактальной оболочки с проницаемостью близкой к нулю; получены данные о влиянии размеров структур на функцию металлического диэлектрика. Мы также впервые продемонстрировали возможность полной компенсации потерь с помощью внедренной усиливающей среды в МОИ. Впервые предложен и наблюдался новый тип локализованных плазмонов в магнитных наночастицах со спиновой поляризацией.

Полученные результаты позволяют сделать выводы подтверждающие защищаемые положения. О востребованности результатов можно судить по цитированию статей (ниже показано по Scopus).

1. Диэлектрическая функция Ag для полосок nano-размера, шириной около 100 нм, отличается от диэлектрической функции объемного Ag и зависит от размера для обеих поляризаций света, вдоль и перпендикулярно полоскам. Геометрический эффект шероховатости, в основном, отвечает за увеличение потерь на частотах плазмонных резонансов наноструктуры, в то время как шероховатость поверхности не влияет на саму диэлектрическую проницаемость Ag. (242 цитирований статьи A23)

2. Влияние отжига на характеристики наноструктуры зависит от геометрии и может быть как положительным, так и отрицательным. В случае nanoантенн (пара наночастиц) квадратной формы, отжиг не только увеличивает размер доменов, но и снижает коэффициент отражения потенциальных барьеров между доменами. Оба фактора приводят к существенному уменьшению скорости релаксации электронов для наноструктур и делают ее сопоставимой с объемными образцами большой площади. (146 цитирований статьи A16; 104 – A19)

3. Имеющиеся в литературе экспериментальные данные по нелинейной восприимчивости наночастиц были проанализированы для сравнения существующих теоретических моделей с целью разрешения вопроса о механизме оптической нелинейности в плазмонных наночастицах. На основе величины $\chi^{(3)}$ и ее зависимости от размера сделан вывод о том, что внутрizonные переходы электронов проводимости играют определяющую роль в механизме нелинейности, в отличие от распространенного противоположного мнения о незначительной роли электронов проводимости.

Этот вывод был сделан на основе теории квантовых сферических ям, в которой гамильтониан взаимодействия электронов с полем принимает форму $H = -dE$, где d – дипольный момент, а E – электрическое поле. С. Г. Раутиан показал, что для сферических частиц нанометрового размера необходимо использование данного гамильтониана, и что этот гамильтониан больше не эквивалентен стандартному гамильтониану в виде векторного потенциала. Наши результаты подтверждают модель Раутиана, и мы находим хорошее согласие зависимой от размера $\chi_m^{(3)}$ с известными в литературе экспериментами. Результат опровергает выводы общепринятых работ использующих описание в терминах векторного потенциала и импульса электронов.

Наши результаты показывают важность эффектов насыщения для фактора усиления локального поля, ключевого фактора влияющего на нелинейные процессы и гигантское комбинационное рассеяние. Представленные результаты позволяют предположить, что насыщение оптических переходов в наноструктурах металла является вероятной причиной снижения усиления ГКР наблюдаемого в литературе. Учет эффекта насыщения будет особенно важен при использовании высокоинтенсивного лазерного излучения, характерного для фемто- и пико-секундных импульсных лазеров. (91 цитирование статьи A31)

4. Наночастицы кобальта, синтезированные путем высокотемпературного восстановления соли кобальта, демонстрируют сильный плазмонный резонанс на 280 нм с лучшей добротностью, чем у наночастиц золота в видимом диапазоне. Согласно нашей интерпретации, этот тип плазмонов обладает необычными свойствами из-за существования

двух независимых групп электронов с противоположными спинами, при том что все процессы рассеяния электронов происходят без переворота спина. Рассеяние с переворотом спина может быть инициировано доменной структурой. Фактически мы наблюдаем оптический аналог эффекта гигантского магнитосопротивления (GMR).

5. Был продемонстрирован материал с отрицательным показателем преломления $n' \approx -0.3$ на длине волны оптической связи 1,5 мкм для массива пар параллельных золотых стержней. Этот новый класс материалов с отрицательным показателем преломления (МОИ) относительно прост в изготовлении на наноуровне и открывает новые возможности для проектирования отрицательного преломления в оптике. Это была первая экспериментальная демонстрация оптических МОИ в этой высоко конкурентной области. (1450 цитирований статьи A28; 103 цитирования статьи A29)

6. Возможность реализации метамагнетиков в видимом спектральном диапазоне была продемонстрирована для решетки с парами нано-полосок. Наблюдалось сильное магнитно-резонансное поведение во всех образцах в диапазоне от 491 нм до 754 нм, охватывающих большую часть видимого спектра. Положение резонанса смещается в сторону более коротких длин волн по мере уменьшения ширины пар нанополос. Магнитная проницаемость меняется от -1,6 при 750 нм до 0,5 при 500 нм. Значения до сих пор остаются рекордными, в том числе и для метаматериалов на основе диэлектриков. (статья A24 – 246 цитирований; A26 – 180).

7. Отрицательный показатель преломления был продемонстрирован на оптических длинах волн с использованием парных скрещенных решеток. А именно, МОИ с двумя отрицательными проницаемостями, электрической и магнитной, на длинах волн около 813 нм с максимальным показателем качества FOM = 1,3 с $n' \approx -1.3$. Самая короткая длина волны, 580 нм, на которой наблюдалось МОИ, была получена с образцом, где только одна проницаемость отрицательна, при этом максимальный FOM=0,3 и $n' \approx -0.25$. (статья A25 – 180 цитирований; статья A17 – 142).

8. Впервые экспериментально продемонстрирован активный метаматериал с отрицательным показателем преломления и полностью компенсированными потерями. Результаты решают проблему потерь в метаматериалах с отрицательным индексом требующих использование плазмонных структур.

Высокая эффективность компенсации потерь в нашем образце обусловлена усилением локального поля структуры, где в качестве прослойки между металлическими решетками слоя используется усиливающая среда. Измерены эффективные коэффициенты экстинкции на 737 нм, они равны $\alpha \approx 6.75 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ и $\alpha = 1.13 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ для образца с накачкой и без нее, соответственно, эффективный коэффициент усиления усиливающей среды составляет $\alpha = -1.07 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$, что в 46 раз больше на этой длине волны, чем “начальное” значение (без коэффициента локального поля), которое использовалось при моделировании. (A15 – 646 цитирований; A27 – 119).

9. Экспериментально показано, что дифрагированный свет распространяется внутри гиперболического материала, изготовленного из плоской слоистой структуры серебро-кремнезем, вдоль эффективной границы резонансного конуса между направлениями с $\text{Re}\varepsilon(\varphi_c) > 0$ и $\text{Re}\varepsilon(\varphi_c) < 0$. Такое распространение поперек реальных границ раздела металл-диэлектрик является характерной особенностью объемных плазмон-поляритонов (ОПП) в гиперболических средах.

Интерференция ОПП от двойной щели создает субдифракционный профиль в фоторезисте, характерный размер которого в шесть раз меньше длины волны, 465 нм. Это резко контрастирует с аналогичным экспериментом с кремнеземом, который приводит к дифракционно-ограниченной картине. Продемонстрировано, что предлагаемые гиперболические метаматериалы могут применяться в нанофотонике, в частности в нанополитографии. (статья A7 – 239 цитирований; A9 – 140; A8 – 130; A14 -73)

10. Экспериментально показано, что в оптическом отклике микросферы с золотой фрактальной оболочкой преобладает поглощение оболочки. Подобно плоским фрактальным пленкам, поглощение усиливается в широком спектральном диапазоне вплоть до 20 μm . Однако, в отличие от плоских пленок, зеркальное отражение и обратное рассеяние относительно малы для фрактальных оболочек из-за трехмерной сферической геометрии.

Результат, противоречащий физической интуиции, показывает, что сечение *пропускания* для микросфер ядро-оболочки выше, чем у исходной микросферы (без оболочки) на длине волны Ми-резонанса. Резонанс рассеяния Ми на 560 нм кремнеземной микросферы диаметром 780 нм подавляется на 75% и частично замещается поглощением в оболочке, так что общее пропускание увеличивается в 1,6 раза за счет золотой фрактальной оболочки.

Показано, что это связано с подавлением прямого рассеяния микросфер кремнезема путем добавления оболочек из плазмонного золота, где поглощение в самой оболочке в наибольшей степени способствует слабому взаимодействию излучения с ядром.

Показано, что реальная часть эффективной диэлектрической проницаемости золотой фрактальной оболочки близка к нулю, во всем исследуемом спектральном диапазоне. В средней инфракрасной области спектра наблюдалось отсутствие полосы поглощения колебательной моды O-Si-O ядра. Сделан вывод, что во всем диапазоне видимого и среднего ИК-спектров свет проходит в основном через оболочку с проницаемостью близкой к нулю, с примерно независимым от длины волны коэффициентом поглощения. (статья A21-38 цитирований)

Список цитируемой литературы:

- [1]. Veselago, V.G., 1968, The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ , Soviet Physics Uspekhi 10(4), 509-514.
- [2]. A. N. Lagarkov, A. K. Sarychev, and A. P. Vinogradov, Pis'ma Zh. Éksp. Teor. Fiz. 40, 296 (1984) [JETP Lett. 40, 1083 (1984)].
- [3]. A. N. Lagarkov, V.N. Semenenko, V.A. Chistyayev, D.E. Ryabov, S.A. Tretyakov, and K.R. Simovski, Electromagnetics 17, 213 (1997).
- [4]. J. B. Pendry et al., IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 47, 2075 (1999).
- [5]. A. P. Vinogradov, A. A. Kalachev, A. N. Lagarkov, V. E. Romanenko, G. V. Kazantseva, Spatial dispersion effects in composite materials in microwave, Dokl. Akad. Nauk, 1996, Volume 349, Number 2, 182–184
- [6]. A. P. Vinogradov, On the form of constitutive equations in electrodynamics, Physics Uspekhi 45 (3), 331 – 338, (2002).
- [7]. A.N. Lagarkov, V.N. Kisel, Dokl. Ross. Akad. Nauk 377 1 (2001) [Phys. Dokl. 46 163 (2001)].
- [8]. Smith, D.R., Padilla, W., Vier, J.D.C., Nemat-Nasser, S.C., Schultz, S., 2000, Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity, Phys. Rev. Lett. 84, 4184--4187.
- [9]. Shelby, R.A., Smith, D.R., Schultz, S., 2001, Experimental verification of a negative index of refraction, Science 292, 77-79.
- [10]. Pendry, J.B., 2000, Negative refraction makes a perfect lens, Phys. Rev. Lett. 85, 3966-3969.
- [11]. Fang, N., Lee, H., Zhang, X., 2005, Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens, Science 308, 534-537.
- [12]. Melville, O.O.S., Blaikie, R.J., 2005, Super-resolution imaging through a planar silver layer, Opt. Expr. 13, 2127-2134.
- [13]. Linden, S., Enkrich, C., Wegener, M., Zhou, J., Koschny, T., Soukoulis, C.M., 2004, Magnetic response of metamaterials at 100 terahertz, Science 306, 1351-1353.
- [14]. Yen, T.J., Padilla, W.J., Fang, N., Vier, D.C., Smith, D.R., Pendry, J.B., Basov, D.N., and Zhang, X. 2004, Terahertz magnetic response from artificial materials, Science 303, 1494-1496.
- [15]. Zhang, S., Fan, W., Minhas, B.K., Frauenglass, A., Malloy, K.J., Brueck, S.R.J., 2005, Midinfrared resonant magnetic nanostructures exhibiting a negative permeability. Phys. Rev. Lett. 94(037402), 1-4.
- [16]. Podolskiy, V.A., Sarychev, A.K., Shalaev, V.M., 2002, Plasmon modes in metal nanowires and left-handed materials, J. Nonlinear Opt. Phys. Mat. 11, 65-74.
- [17]. Podolskiy, V.A., Sarychev, A.K., Shalaev, V.M., 2003, Plasmon modes and negative refraction in metal nanowire composites, Opt. Expr. 11, 735-745.
- [18]. Podolskiy, V.A., Sarychev, A.K., Narimanov, E.E., Shalaev, V.M., 2005, Resonant light interaction with plasmonic nanowire systems, J. Opt. A Pure Appl. Opt. 7, S32-S37.
- [19]. Shalaev, V.M., Cai, W., Chettiar, U., Yuan, H.-K., Sarychev, A.K., Drachev, V.P., Kildishev, A.V., 2005, Negative index of refraction in optical metamaterials, Opt. Lett. 30, 3356-3358;
- [20]. Drachev, V.P., Cai, W., Chettiar, U., Yuan, H.-K., Sarychev, A.K., Kildishev, A.V., Shalaev, V.M., 2006, Experimental verification of optical negative-index materials, Laser Phys. Lett. 3, 49-55/001 10.1002/lapl.200510062.

- [21]. Kildishev, A.V., Cai, W., Chettiar, U., Yuan, H.-K., Sarychev, A.K., Drachev, V.P. Shalaev, V.M., 2006, Negative refractive index in optics of metal-dielectric composites, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 423-433 (2006).
- [22]. P. B. Johnson and R. W. Christy, "Optical constants of the noble metals," *Phys. Rev. B* **6**, 4370 (1972).
- [23]. D. W. Lynch and W. R. Hunter, in *Handbook of Optical Constants of Solids*, E. D. Palik, ed. (Academic Press: New York, 1985).
- [24]. Mayadas, A. F.; Shatzkes, M.; Janak, J. F., Electrical Resistivity Model for Polycrystalline Films - Case of Specular Reflection at External Surfaces. *Applied Physics Letters* **1969**, 14, (11), 345-&.
- [25]. Motulevich, G. P.; Malyshev, V. I.; Skobelt'syn, D. V., *Optical properties of metals*. Consultants Bureau: New York,, 1973; p ix, 228 p.
- [26]. S. G. Rautian, *Sov. Phys. JETP*, **85**, 451-461 (1997).
- [27]. K. Uchida, S. Kaneko, S. Omi, C. Hata, H. Tanji, Y. Asahara, and A. J. Ikushima, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 1236 (1994).
- [28]. F. Hache, D. Ricard, and Flytzanis, *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 1647 (1986).
- [29]. Tsymbal, E.Y.; Pettifor, D.G. *Perspectives of Giant Magnetoresistance*. in Ehrenreich, H. & Spaepen, F. (Eds): *Solid state physics* , (Academic Press, Boston), 56, pp. 113-237 (2001). <http://digitalcommons.unl.edu/physicstsymbal/50>
- [30]. Gall, D. *J. App. Phys.* **2016**, 119, 085101-085101-5 . <https://doi.org/10.1063/1.4942216>.
- [31]. Bergman, D. J.; Stroud, D. *Properties of macroscopically inhomogeneous media*, in Ehrenreich, H. & Turnbull, D. (Eds): *Solid state physics* , (Academic, Boston), 46, pp. 149-270 (1992).
- [32]. Markel, V. A.; Muratov, L. S.; Stokman, M. I. Optical properties of fractals: theory and numerical simulation. *Sov. Phys. JETP* **71**(3), 455-464 (1990).
- [33]. D. R. Smith, S. Schultz, P. Markoš, and C. M. Soukoulis, "Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients," *Phys. Rev. B* **65**, 195104 (2002).