Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 11, с. 727 – 739 © 2021 г. 10 декабря

Оптические свойства гиперболических метаматериалов (Миниобзор)

И. А. Колмычек[1)], *И. В. Малышева, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский, А. П. Леонтьев, К. С. Напольский, Т. В. Мурзина*

МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 октября 2021 г.
После переработки 19 октября 2021 г.
Принята к публикации 21 октября 2021 г.

В работе представлен обзор недавних исследований оптических, магнитооптических и нелинейно-оптических эффектов в гиперболических метаматериалах (ГММ) на основе металлических наностержней в диэлектрической матрице. Обнаружено увеличение эффективности генерации второй оптической гармоники в спектральной окрестности нуля эффективной диэлектрической проницаемости ГММ, а также скачок фазы квадратичного нелинейно-оптического сигнала при переходе между режимами эллиптической и гиперболической дисперсий. Продемонстрировано резонансное усиление магнитооптических эффектов в композитных магнитных гиперболических метаматериалах в спектральной окрестности режима близкого к нулю значения диэлектрической проницаемости. Экспериментально обнаружены эффекты быстрого и медленного света при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов с ГММ.

DOI: 10.31857/S1234567821230026

1. Введение. Гиперболическими метаматериалами (ГММ) называют композитные наноструктурированные материалы, обладающие одноосной оптической анизотропией, в которых главные компоненты тензора диэлектрической проницаемости, соответствующие направлениям вдоль и поперек оптической оси, имеют противоположные знаки, $\epsilon_{\parallel}\epsilon_{\perp} < 0$ [1–3]. В представленном миниобзоре мы ограничимся рассмотрением структур, магнитная проницаемость которых равна единице. Изочастотная поверхность в ГММ для p-поляризованного света является одно- или двуполостным гиперболоидом, а соответствующий вид дисперсии называют гиперболическим [4]. В этом режиме в метаматериале могут распространяться волны с большими волновыми векторами, "high-k waves" [5], что важно для многих приложений и было использовано для получения сверхразрешения в оптических системах на основе ГММ [6, 7]. Оптика гиперболических сред сейчас находится на пике развития, что связано с широкими возможностями применения таких структур в нанофотонике и биосенсорике [8–10].

Оптические спектры ГММ демонстрируют две выраженные особенности, связанные с возникновением полюса эффективной диэлектрической проницаемости (Epsilon Near Pole, ENP), а также сменой знака ее действительной части (Epsilon Near Zero, ENZ) [11, 12]. В спектральной окрестности этих точек наблюдается усиление оптических и нелинейно-оптических эффектов, о которых пойдет речь ниже. Возникновение этих особенностей связано с анизотропией ГММ. Гиперболические дисперсионные свойства в оптическом диапазоне проявляют, например, пленки с чередующимися металлическими и диэлектрическими слоями, или массивы металлических наностержней в диэлектрической матрице; структуры второго типа могут быть сформированы электрохимическими методами [13, 14]. Наиболее эффективным способом получения массивов упорядоченных металлических наностержней является темплатное электроосаждение с использованием пористых пленок анодного оксида алюминия (АОА), формируемых с помощью электрохимического окисления (анодирования) алюминия. Такие структуры являются сильно анизотропными, демонстрируя противоположные знаки компонент тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\parallel}\epsilon_{\perp} < 0$, а два наблюдаемых резонанса имеют плазмонную природу. Первый из них соответствует возбуждению локального поверхностного плазмона в направлении, перпендикулярном наностержням, что приводит к появлению полюса диэлектрической проницаемости ГММ (ENP). Его спектральное положение определяется, преимущественно, типом металла, которым обычно выступают золото или серебро. Второй резонанс соответствует коллективным продольным колебаниям элек-

[1)]e-mail: irisha@shg.ru

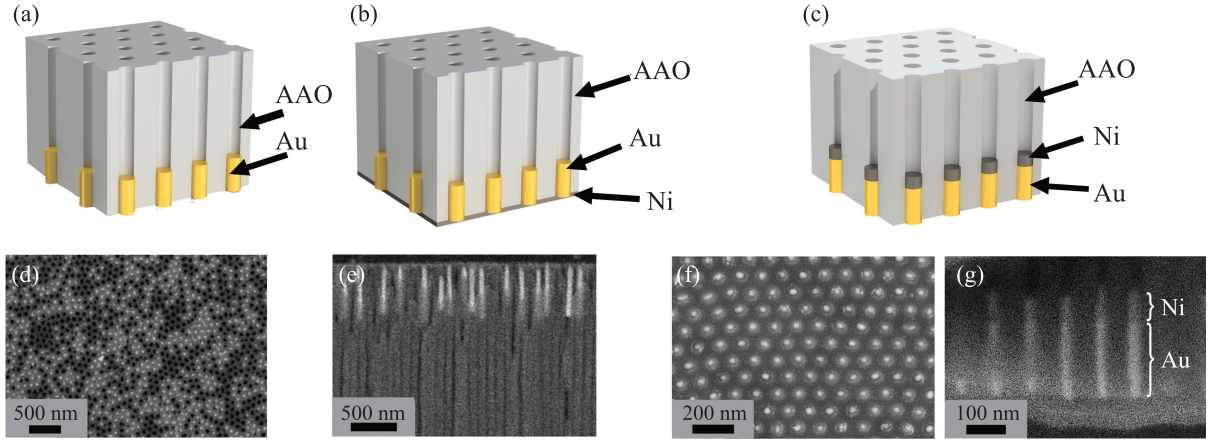

Рис. 1. (Цветной онлайн) Типы ГММ структур: (a) – массив золотых наностержней в матрице анодного оксида алюминия; (b) – аналогичный ГММ, дополненный сплошной пленкой никеля; (c) – массив бисегментированных наностержней Au/Ni. РЭМ-изображения: (d) – поверхности образца (a); (e) – поперечного скола образца (b); (f), (g) – поверхности и поперечного скола образца (c), соответственно

тронов в наностержнях (ENZ-режиму ГММ), когда $\mathrm{Re}(\epsilon_{\|}) \approx 0$. Спектральное положение точки ENZ может контролироваться путем задания объемной доли металла и длины наностержней [15].

Перспективным направлением исследований является магнитооптика ГММ, содержащих ферромагнитный материал. Ранее в магнитоплазмонных структурах различного дизайна, содержащих благородный металл и ферромагнетик, было продемонстрировано многократное резонансное усиление магнитооптических эффектов [16–22], что позволяет ожидать в ГММ, сочетающих плазмонные, магнитные свойства и гиперболическую дисперсию, появление новых эффектов, которые могут найти применение в нанофотонике и сенсорике.

Нелинейная оптика ГММ интересна по двум причинам. Во-первых, такие структуры поддерживают резонансное усиление нормальной компоненты электрического поля в спектральной окрестности ENZ [23], что приводит к усилению генерации оптических гармоник и самовоздействия света [24–29]. Такие эффекты уже были экспериментально исследованы в природных изотропных ENZ материалах (CaF_2, TiN, ITO, SiC и др.). Основное преимущество наноструктурированных ГММ состоит в возможности подбора спектрального положения ENZ под решаемую научную или практическую задачу путем варьирования геометрии структуры. Во-вторых, сильная дисперсия света в ГММ, в особенности вблизи точек ENP и ENZ, позволяет путем выбора геометрии эксперимента добиться выполнения условия фазового синхронизма, а, следовательно, эффективной генерации второй и третьей оптических гармоник [30–33].

В последнее время предметом интенсивных исследований является процесс распространения сверхкоротких лазерных импульсов в ГММ средах, сопровождающийся необычными динамическими эффектами. Так, особенности дисперсии света в многослойных металл-диэлектрических средах, проявляющих ENZ режим, приводят к солитоно-подобному распространению импульсов света [34], а индуцированное высокоинтенсивной световой накачкой изменение диэлектрической проницаемости ГММ дает возможность контролируемо изменять профиль лазерных импульсов [35]. Экспериментально и теоретически показано, что в волноводах из ГММ на основе металлических наностержней возможно в широких пределах управлять величиной групповой скорости излучения, достигая как эффектов медленного света, так и его сверхсветового распространения [10, 36–38].

В данном миниобзоре представлены результаты последних исследований в области оптики, магнитооптики, нелинейной оптики и динамики сверхкоротких импульсов света в ГММ на основе массивов металлических наностержней в диэлектрической матрице.

2. Изучаемые структуры ГММ. Были исследованы четыре типа структур ГММ, изготовленных методом темплатного электроосаждения металлов в матрицу анодного оксида алюминия (АОА или Anodic Aluminium Oxide, AAO):

“1”: Массивы золотых наностержней в матрице анодного оксида алюминия (схема на рис. 1a). Длина наностержней составляла 580 ± 40 нм, диаметр – 40 ± 4 нм, расстояние между центрами пор темплата – 100 ± 8 нм. Структура пористой матрицы АОА

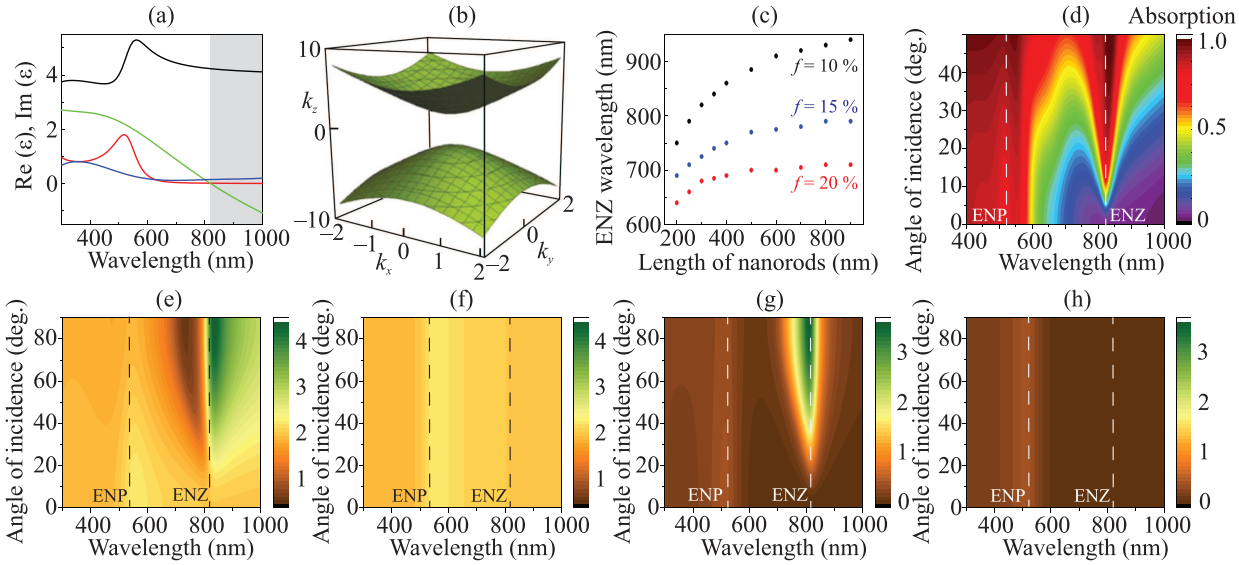

Рис. 2. (Цветной онлайн) Расчеты оптических свойств массива золотых наностержней диаметром 40 нм в модели двухкомпонентной анизотропной эффективной среды: (a) – спектры компонент эффективной диэлектрической проницаемости $\mathrm{Re}(\epsilon_\perp)$ (черная кривая), $\mathrm{Im}(\epsilon_\perp)$ (красная кривая), $\mathrm{Re}(\epsilon_\parallel)$ (зеленая кривая), $\mathrm{Im}(\epsilon_\parallel)$ (синяя кривая), область гиперболической дисперсии выделена серым; (b) – изочастотная поверхность при $\lambda = 900$ нм, компоненты волнового вектора указаны в единицах $2\pi/\lambda$; (c) – зависимости спектрального положения ENZ от длины наностержней при различных значениях объемной доли металла f; (d)–(h) – частотно-угловые спектры поглощения, $\mathrm{Re}(n_e)$, $\mathrm{Re}(n_o)$, $\mathrm{Im}(n_e)$ и $\mathrm{Im}(n_o)$, соответственно. Во всех расчетах, кроме (c), длина наностержней 580 нм, объемная доля золота $f = 12\,\%$

при анодировании алюминия была изготовлена с частичной блокировкой пор, методика которой подробно описана в работе [15]. Этот подход позволил снизить объемную долю золота при его последующем электроосаждении до 8 % вместо 20 % пористости исходной матрицы АОА. Рисунок 1e демонстрирует скол полученной структуры, на котором видно, что не все поры заполнены металлом.

"2": Образцы ГММ, аналогичные "1", на которые методом магнетронного напыления была нанесена сплошная пленка никеля толщиной 15 ± 3 нм (рис. 1b, e).

"3": Массивы бисегментированных наностержней Au + Ni в матрице АОА с пористостью 7 %. В этой серии структур объемная доля металла совпадает с пористостью темплата (рис. 1c); диаметр наностержней и расстояние между их центрами составляли 27 ± 6 нм и 102 ± 5 нм, соответственно. Стержни Au и Ni одинакового диаметра имели среднюю длину 188 ± 8 нм и 70 ± 3 нм, соответственно (рис. 1g), что задавалось зарядом, затрачиваемым на электроосаждение металла. Процесс изготовления подробно рассмотрен в работах [39, 40].

"4": Массив серебряных наностержней в матрице АОА. Длина наностержней составляла около 570 нм, диаметр – 34 нм, а объемная доля металла оценивалась в 14 %.

3. Оптические эффекты в ГММ.

3.1. Расчеты оптических свойств ГММ. В силу малости поперечных размеров наностержней и их плотного расположения оптические свойства полученных композитов можно описывать в рамках модели анизотропной двухкомпонентной (металл и АОА) эффективной среды [13]. Этот подход является приближенным и справедлив, если длина волны света в среде много больше размеров включений. Поэтому данная модель может давать неточные результаты при скользящих углах падения света в области гиперболической дисперсии метаматериала, когда волновой вектор волны в ГММ становится велик. Тем не менее, в большинстве практических случаев расчеты в рамках модели эффективной среды достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными [1–3, 13]. Для ГММ с пористостью пленки АОА, не совпадающей с объемной долей металла, возможно проводить расчеты в рамках модели Бруггемана трехкомпонентной среды (воздух, металл и АОА) [15].

Типичные спектры компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости ГММ представлены на рис. 2a. При их расчете были использованы параметры структуры, полученные в ходе статистического анализа РЭМ-изображений и спектров диэлектрической проницаемости золота и оксида алю-

миния [41]. Резонансное поведение действительной и мнимой частей $\epsilon_\perp$ в окрестности длины волны 540 нм соответствует полюсу (т.е. режиму ENP). Зависимость $\mathrm{Re}(\epsilon_\parallel(\lambda))$ обращается в нуль и меняет знак при $\lambda = 820$ нм (ENZ). В результате в красной области спектра, при $\lambda > 820$ нм, имеет место гиперболический закон дисперсии света; соответствующая изочастотная поверхность приведена на рис. 2b для излучения с $\lambda = 900$ нм [42] (система координат указана на рис. 4a). Рассчитано и экспериментально подтверждено, что спектральное положение длины волны ENZ определяется длиной наностержней и объемной долей металла f. Так, рост f сдвигает ENZ в коротковолновую область спектра, что отражает возрастание роли коллективных плазмонных эффектов в формировании оптического отлика (рис. 2c) [15]. Положение ENP слабо зависит от геометрических параметров ГММ и определяется типом металла: например, в массиве серебряных наностержней ENP соответствует длине волны 400–420 нм [43].

Обе особенности ГММ, ENZ и ENP, сопровождаются резонансным поглощением света. Спектр поглощения, рассчитанный методом матриц распространения с использованием полученных спектров компонент эффективной диэлектрической проницаемости, приведенных на рис. 2a, демонстрирует два максимума на длинах волн ENZ и ENP (рис. 2d) [44].

Сильная анизотропия оптических свойств ГММ приводит к существенному различию коэффициентов преломления и поглощения для обыкновенной (s-поляризованной) и необыкновенной (p-поляризованной) волн. Так, для обыкновенной волны показатель преломления $n_o = \sqrt{\epsilon_\perp}$ и для необыкновенной $n_e = \sqrt{\epsilon_\perp + \sin^2\theta(1 - \epsilon_\perp/\epsilon_\parallel)}$, где θ – угол падения света на ГММ [13], их спектры представлены на рис. 2e–h. Величины $\mathrm{Re}(n_o)$ и $\mathrm{Im}(n_o)$ демонстрируют особенности вблизи ENP, $\mathrm{Re}(n_e)$ и $\mathrm{Im}(n_e)$ резонансно увеличиваются вблизи ENP и ENZ. При длинах волн $\lambda > \lambda_{\mathrm{ENZ}}$ $\mathrm{Re}(n_e - n_o) > 0$, для $\lambda > \lambda_{\mathrm{ENZ}}$ $\mathrm{Re}(n_e - n_o) < 0$. По абсолютному значению разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей достигает 2 вблизи $\lambda = 820$ нм, что нереализуемо в традиционных природных материалах в оптическом диапазоне. Для сравнения в кристаллическом кварце, используемом для изготовления полуволновых и четвертьволновых пластинок, $\mathrm{Re}(n_e) - \mathrm{Re}(n_o) \sim 0.01$ при $\lambda = 820$ нм [41].

ENZ-режим ГММ также сопровождается сильным дихроизмом. В окрестности ENZ $\mathrm{Im}(n_e) > \mathrm{Im}(n_o)$, что соответствует преимущественному поглощению p-поляризованного света, возбуждающему плазмон вдоль металлических наностержней (рис. 2f, h). Таким образом, сочетание высокой анизотропии и дихроизма ГММ обуславливает перспективы их применения в нанофотонике как сверхтонких преобразователей поляризации.

3.2. Экспериментальное исследование оптического отклика ГММ. Оптические частотно-угловые спектры пропускания ГММ были измерены с использованием коллимированного пучка света галогенной лампы. Типичный спектр пропускания ГММ для массива золотых наностержней демонстрирует два минимума (рис. 3): коротковолновый наблюдается при длине волны 540 нм, не зависит от угла падения излучения и соответствует ENP-резонансу, вызванному возбуждением плазмона в направлении, перпендикулярном осям наностержней. Второй минимум на длине волны около 820 нм соответствует области ENZ, возникающей при возбуждении продольного плазмонного резонанса только при наклонном падении p-поляризованного излучения, когда есть ненулевая компонента оптического поля вдоль наностержней. В ГММ с другими геометрическими параметрами и материалами вид частотно-углового спектра пропускания аналогичен, хотя спектральное положение резонансов может меняться. Наличие в структуре ГММ никеля, как в виде сегментов, так и сплошной пленки, обычно качественно не меняет вид спектра пропускания и не приводит к существенному спектральному сдвигу резонансов, вызывая уменьшение пропускания структуры во всем видимом спектральном диапазоне.

Сравнение экспериментальных спектров пропускания с рассчитанными спектрами поглощения и компонент тензора диэлектрической проницаемости позволяет сделать вывод, что ENP и ENZ соответствуют возбуждению поперечного и продольного плазмонов, соответственно. Следует также отметить, что при расчетах добротность длинноволнового резонанса обычно больше, чем в эксперименте, что связано с дисперсией длины наностержней и расстояния между ними в реальных структурах.

Для экспериментального исследования преобразования поляризации в ГММ нами использовалась методика эллипсометрии [45]. Результаты измерений компонент матрицы Джонса были пересчитаны в спектры (i) разности фаз p- и s-поляризованного света, $\delta_p - \delta_s$, и (ii) угла поворота главных осей поляризационного эллипса, α, на выходе из ГММ (угол α отсчитывается от плоскости падения) (рис. 4a). Результаты измерений спектров этих величин при угле между плоскостью падения и плоскостью поля-

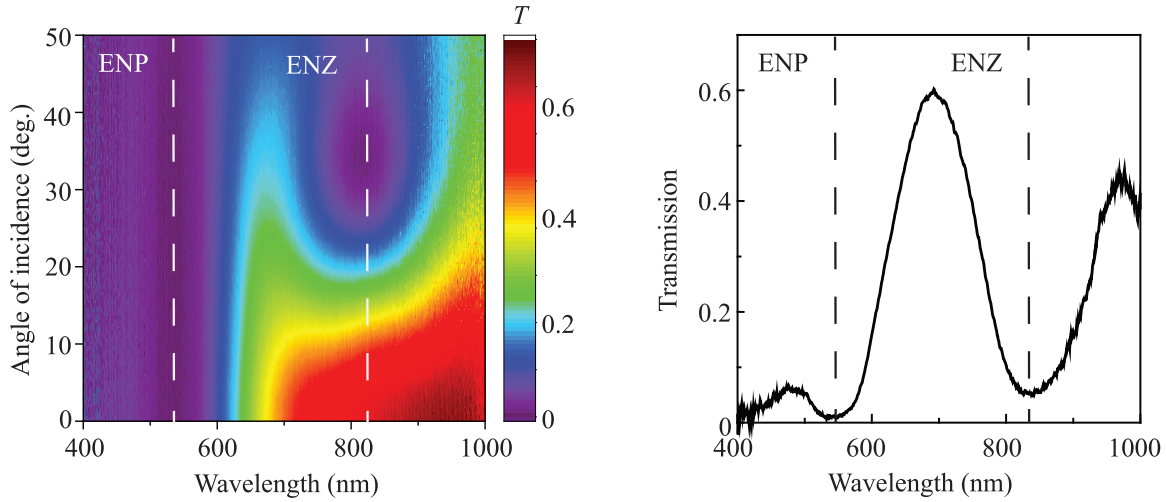

Рис. 3. (Цветной онлайн) Частотно-угловой спектр пропускания массива золотых наностержней (образец “1”) и его срез при угле падения $\theta = 45°$ для p-поляризованного света

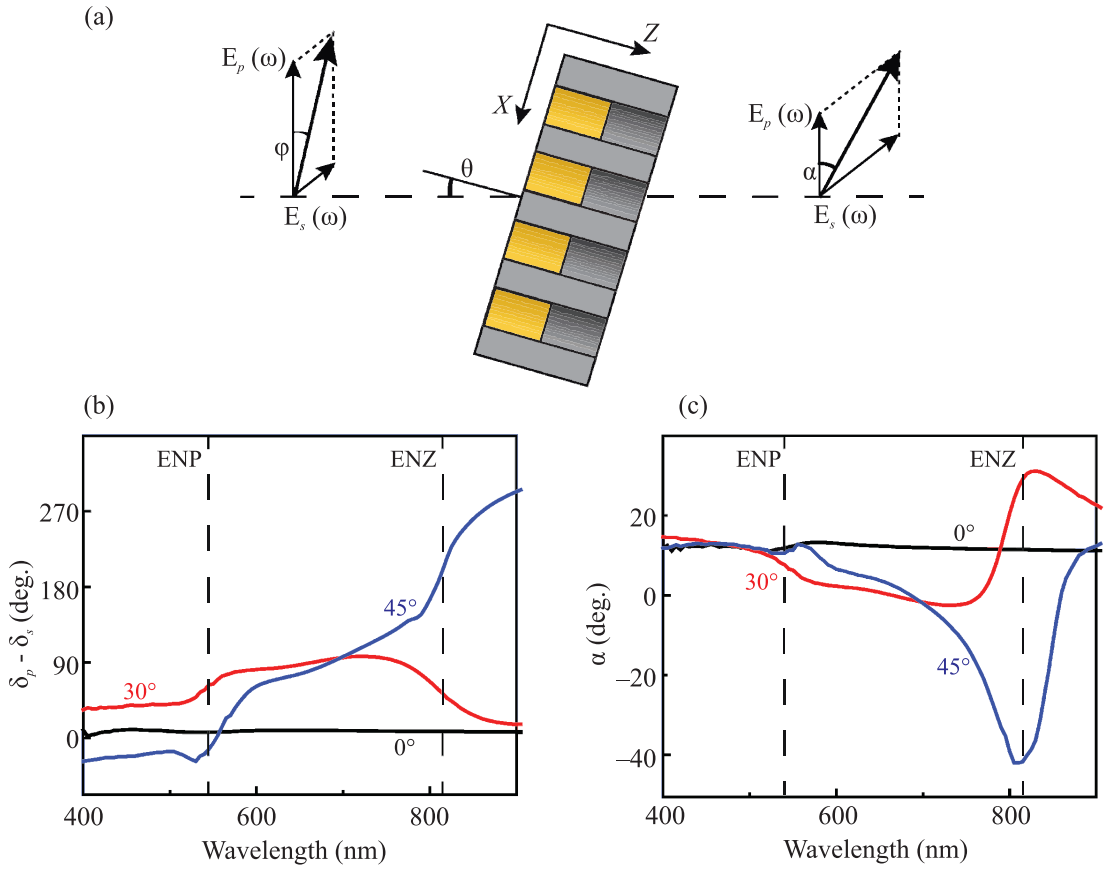

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Схема для анализа результатов эллипсометрии в ГММ “1”; (b) – спектр разности фаз $\delta_p - \delta_s$ при $\phi = 10°$; (c) – спектр угла поворота осей поляризационного эллипса, α, при $\phi = 10°$

ризации падающего света $\phi = 10°$ представлены на рис. 4b, c для углов падения $\theta = 0°, 30°, 45°$. При нормальном падении обыкновенной волны на структуру изменения поляризации не происходит (черная кривая на рис. 4). В случае наклонного падения света на ГММ при поляризации в плоскости, занимающей

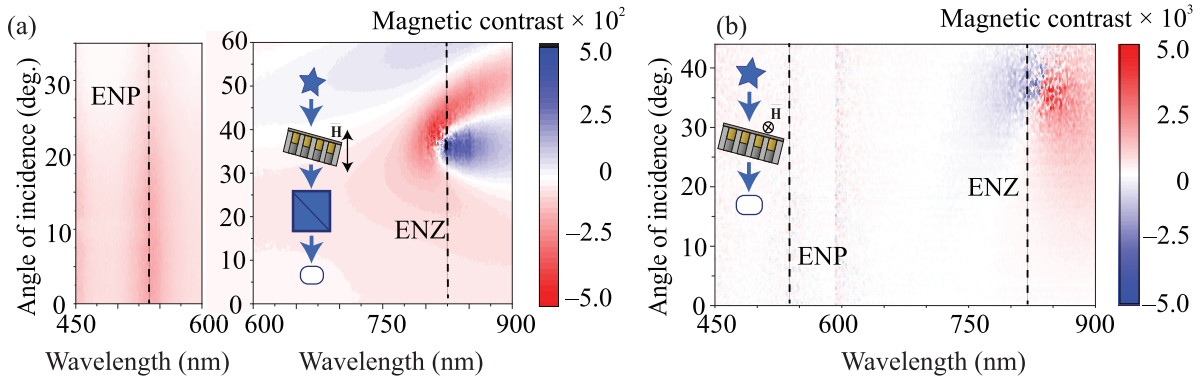

Рис. 5. (Цветной онлайн) Экспериментальные спектры магнитного контраста для ГММ “2”: (a) – в геометрии Фарадея, когда луч падает со стороны никелевой пленки; (b) – в геометрии Войта

промежуточное положение между p- и s-, в ГММ распространяется как обыкновенная (s-), так и необыкновенная (p-) волны, у которых, как было показано с помощью расчетов (рис. 2e–h), коэффициенты поглощения и преломления различны. Наиболее сильно это различие проявляется вблизи режимов ENZ и ENP. Так, значительная разница показателей преломления, $\mathrm{Re}(n_e) - \mathrm{Re}(n_o)$, приводит к большой разности фаз p- и s-поляризованного света на выходе из ГММ, сопровождаемой резкими изменениями разности $\delta_p - \delta_s$, наблюдаемыми вблизи особых точек при $\lambda \sim 540$ и 820 нм (рис. 4b). Доминирующее поглощение необыкновенной волны вызывает поворот плоскости поляризации света, а возникшая после прохождения ГММ разность фаз $\delta_p - \delta_s$ приводит к появлению эллиптичности. Спектры угла поворота главных осей поляризационного эллипса демонстрируют сложное знакопеременное поведение в спектральной окрестности ENZ, при этом величина α достигает десятков градусов (рис. 4c). Отметим, что сходные результаты были получены для отраженного от ГММ света [46].

4. Магнитооптические эффекты в ГММ. В экспериментах по исследованию магнитооптического отклика (МО) структур ГММ, содержащих никель, образцы “2” и “3” были помещены в насыщающее поле постоянных магнитов, использовалась p-поляризация падающего света. В геометрии эффекта Фарадея, когда прикладываемое к структуре магнитное поле направлено вдоль волнового вектора падающего излучения (см. схему на рис. 5a), регистрировалось изменение интенсивности света, прошедшего через анализатор, ориентированный под углом 45° относительно плоскости падения света. Используя этот подход, были измерены частотно-угловые спектры магнитного контраста пропускания, $\rho(\lambda,\theta) = \frac{T_+(\lambda,\theta) - T_-(\lambda,\theta)}{T_+(\lambda,\theta) + T_-(\lambda,\theta)}$, где $T_+(\lambda,\theta)$ и $T_-(\lambda,\theta)$ – коэффициенты пропускания, измеренные при противоположных значениях приложенного магнитного поля. Следует отметить, что величина ρ характеризует эффект магнитоиндуцированного поворота плоскости поляризации в ГММ, однако не дает возможность однозначно сделать вывод о его величине, поскольку, как пояснялось выше, проходящий свет, кроме магнитоиндуцированного поворота поляризации, приобретает эллиптичность из-за высокой анизотропии рассматриваемого ГММ. Сходные МО исследования были проведены в геометрии Войта, при ориентации магнитного поля перпендикулярно плоскости падения. В таком случае анализировалась полная интенсивность прошедшего излучения при отсутствии анализатора перед спектрометром.

Отметим, что в магнитооптическом отклике реперной структуры (сплошной пленки никеля на поверхности АОА без наностержней Au) не наблюдается особенностей в исследуемом спектральном диапазоне [44], следовательно, нижеприведенные эффекты характерны именно для композитных структур Ni + ГММ.

Частотно-угловые спектры магнитного контраста образца “2” в геометрии Фарадея (рис. 5a), полученные при падении излучения накачки со стороны пленки никеля, демонстрируют усиление МО отклика в спектральной окрестности ENP ($\lambda = 540$ нм). Максимальное значение ρ наблюдается при нормальном падении света на структуру и достигает 1.5 %, что в несколько раз превосходит значение контраста для реперной пленки. По-видимому, это связано с сильной локализацией электромагнитного поля в структуре при возбуждении поперечного плазмона и соответствующим увеличением эффективности взаимодействия света с веществом. Вблизи ENZ наблюдается сложное знакопеременное поведение магнитного контраста, достигающего по абсолютной ве-

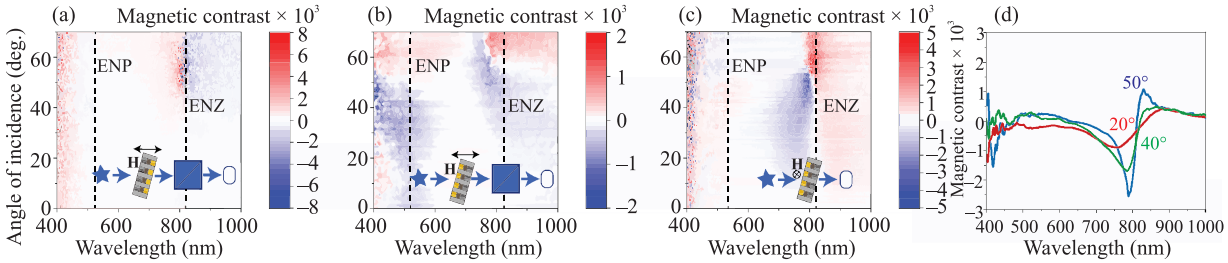

Рис. 6. (Цветной онлайн) Экспериментальные спектры магнитного контраста в ГММ "3": (a) – в геометрии Фарадея, когда луч падает со стороны никелевых сегментов; (b) – в геометрии Фарадея, когда луч падает со стороны золотых сегментов; (c) – в геометрии Войта; (d) – срезы частотно-углового спектра (c) при различных углах падения излучения накачки

личине нескольких процентов (рис. 5a) [47]. При падении зондирующего излучения на структуру с другой стороны, т.е. при его прохождении сначала через ГММ, а затем через никелевую пленку, картина качественно не меняется, однако по абсолютной величине магнитный контраст примерно в 3 раза меньше.

Было обнаружено, что в геометрии Войта ненулевой магнитный контраст наблюдается только в окрестности ENZ (770–900 нм) и исключительно при наклонном падении зондирующего излучения (рис. 5b). Важно отметить, что вблизи ENZ-режима величина $\rho(\lambda, \theta)$ меняет знак и по абсолютной величине достигает $5 \cdot 10^{-3}$, тогда как для сплошной никелевой пленки магнитный контраст по крайней мере на порядок меньше.

Рассмотрим магнитооптические свойства массива бисегментированных Ni/Au наностержней в матрице оксида алюминия (образец "3"). Такой композитный метаматериал демонстрирует режимы ENZ и ENP при длинах волн света 540 и 790 нм, соответственно [39]. Экспериментальные результаты исследования МО отклика этой структуры в геометрии Фарадея приведены на рис. 6a, b. При падении света со стороны никелевых сегментов и последующего его прохождения через область с золотыми наностержнями в спектре магнитного контраста наблюдается единственная особенность – изменение знака $\rho(\lambda, \theta)$ при $\lambda \sim 800$ нм (рис. 6a), что сопровождается усилением магнитооптического эффекта $\rho = \pm 6 \cdot 10^{-3}$ при угле падения $\theta \sim 55°$. Напротив, в случае падения света со стороны золотых наностержней (рис. 6b), $\rho(\lambda, \theta)$ мал везде, кроме спектральных областей ENP и ENZ, где магнитный контраст усиливается и меняет знак (рис. 6b). Так, вблизи ENP $\rho(\lambda_{\text{ENP}}, \pm 45°) \approx \approx \pm 1 \cdot 10^{-3}$. Вблизи ENZ при $\theta > 20°$ наблюдается возрастание магнитного контраста, его величина достигает $\rho \approx \pm 2 \cdot 10^{-3}$; вместе с тем наблюдается смена знака ρ при $\theta = 65°$.

В геометрии Войта наблюдается усиление магнитного контраста только в спектральной окрестности точки ENZ безотносительно направления следования зондирующего излучения (рис. 6c). Вблизи $\lambda = 800$ нм меняет знак $\rho(\lambda, \theta)$, его максимальное абсолютное значение составляет $\pm 2.5 \cdot 10^{-3}$ при угле падения $\theta \approx 50°$. Для большей наглядности на рис. 6d приведены срезы спектров, представленных на рис. 6c, при нескольких углах падения.

В силу разного дизайна, структуры "2" и "3" имеют разные магнитные и МО свойства, однако, анализируя вид частотно-угловых спектров магнитного контраста в геометрии Фарадея, можно выделить общие черты: усиление МО эффекта вблизи λ_{ENZ} и смена знака ρ в этой области. Рассмотрим возможный механизм этих эффектов. Будем считать образец "3" состоящим из двух последовательных эффективных оптических слоев: (1) анизотропного ГММ, состоящего из наностержней золота в матрице АОА, и (2) композита никелевых наносегментов в той же диэлектрической матрице, причем двулучепреломляющие свойства последнего слоя пренебрежимо малы [39]. Тогда обе структуры представимы как последовательность двулучепреломляющего ГММ и изотропного магнитного слоя. В геометрии Фарадея при падении p-поляризованного излучения на магнитный слой плоскость поляризации света поворачивается за счет гиротропии никеля, поэтому в следующем слое ГММ распространяются две волны, обыкновенная и необыкновенная. В силу оптического дихроизма ГММ вблизи ENZ необыкновенная волна поглощается сильнее, чем обыкновенная, в результате ГММ эффективно "доворачивает" плоскость поляризации света, усиливая эффект Фарадея. В свою очередь, двулучепреломление в ГММ (рис. 2e, f) приводит к появлению эллиптичности проходящего света, вызывая смену знака магнитного контраста вблизи ENZ. Следует отметить, что в отсутствие намаг-

ниченности слоя с никелевыми наностержнями падающее p-поляризованное излучение не будет испытывать изменения поляризации. Направление магнитного поля задает знак фарадеевского вращения в исследуемых композитных структурах, позволяя управлять поляризационным состоянием света. Вызванное ENZ-режимом усиление эффекта Фарадея делает такое управление более эффективным, чем при использовании структур только на основе никеля. Этот результат перспективен для применения в нанофотонике при создании магнитоуправляемых конвертеров поляризации.

В геометрии Войта спектры $\rho(\lambda, \theta)$ для ГММ "2" и "3" похожи и качественно, и количественно (рис. 6c и рис. 5b). Основной механизм усиления магнитооптического отклика и смены знака $\rho(\lambda, \theta)$ вблизи ENZ в этом случае заключается в том, что магнитоиндуцированное изменение показателя преломления никеля приводит к изменению граничных условий на концах наностержней, вызывающее спектральный сдвиг продольного плазмонного резонанса, нечетный по внешнему магнитному полю. Это приводит к наблюдаемой форме спектра $\rho(\lambda, \theta)$. Следует отметить, что подобное спектральное поведение магнитного контраста наблюдалось ранее в различных магнито-плазмонных структурах [18, 21, 22].

Подводя итог, следует отметить, что сочетание особых дисперсионных свойств ГММ с гиротропными свойствами ферромагнетика может привести к значительному усилению магнитооптических эффектов в спектральной окрестности особых точек ENP и ENZ, что перспективно для управления параметрами света (поляризацией и интенсивностью) путем приложения к среде статического магнитного поля.

5. Генерация второй гармоники в ГММ. При проведении нелинейно-оптических экспериментов в качестве источника излучения использовался импульсный фемтосекудный титан-сапфировый лазер, перестраиваемый в диапазоне длин волн 730–900 нм, генерирующий световые импульсы со спектральной шириной около 10 нм и длительностью 60 фс. Линейно поляризованное лазерное излучение фокусировалось на поверхность структуры в область с диаметром около 30 мкм, детектировалась интенсивность p-поляризованной компоненты второй гармоники (ВГ) в направлении прошедшего через ГММ луча.

Для образца "1" экспериментальный частотно-угловой спектр интенсивности ВГ при p-поляризованном излучении накачки демонстрирует максимум с центром при $\lambda = 820$ нм (т.е., вблизи ENZ) и угле падения $\theta = 15^\circ$ (рис. 7a).

Спектроскопия фазы ВГ была проведена методом однолучевой интерферометрии, впервые представленным в работе [48]. В качестве референсного источника ВГ использовали однородную тонкую пленку ITO, помещенную в фокус двух сферических металлических зеркал, установленных на трансляторе (рис. 7b). В процессе измерения менялось относительное расстояние между гиперболической структурой и референсной пленкой ITO, т.е. варьировалась разность оптических путей для волн накачки и ВГ, обусловленная дисперсией воздуха. Для различных значений длины волны накачки с шагом 10 нм были измерены интерферограммы, т.е. зависимости интенсивности ВГ от координаты транслятора $I_{2\omega}(Z)$; полученные зависимости аппроксимировались функцией вида $I_{2\omega}(Z) \propto A + I_0 \cos(2\pi Z/d(\lambda) + \varphi_S(\lambda))$, в результате были получены спектры фазы $\varphi_S(\lambda)$. Для выделения эффекта, специфичного для ГММ, полученные зависимости сравнивались с эталонными $\varphi_R(\lambda)$, измеренными аналогичным образом с заменой ГММ на вторую пленку ITO. Следует отметить, что физический смысл имеет не абсолютное значение фазы, а его изменение при варьировании длины волны накачки вблизи особых точек ГММ.

На основе экспериментально полученных интерферограмм был вычислен спектр разности фаз. $\Delta\Phi(\lambda) = \varphi_S(\lambda) - \varphi_R(\lambda) = \Delta\Phi^{\text{HMM}} - \Delta\Phi^{\text{ITO}}$, где $\Delta\Phi^{\alpha} = \Phi^{\alpha}_{2\omega} - 2\Phi^{\alpha}_{\omega}$, α – HMM или ITO, $\Phi^{\text{HMM}}_{\omega}\Phi^{\text{ITO}}_{\omega}$ – фаза волны накачки после ГММ и пленки ITO, $\Phi^{\text{HMM}}_{2\omega}$ и $\Phi^{\text{ITO}}_{2\omega}$ – фазы волны ВГ от ГММ и ITO. Поскольку у референсной пленки отсутствуют резонансы в исследуемом диапазоне, то спектральные особенности $\Delta\Phi(\lambda)$ связаны с ГММ. Обнаружено, что спектры $\Delta\Phi(\lambda)$ (рис. 7c) демонстрируют скачок фазы вблизи ENZ $\lambda = 820$ нм, величина которого зависит от угла падения θ.

Для анализа этого эффекта были проведены расчеты квадратичного нелинейно-оптического отклика ГММ путем решения уравнений Максвелла с использованием метода матриц распространения, адаптированного для процесса генерации ВГ. При моделировании структура рассматривалась как эффективная среда со спектральными зависимостями компонент тензора диэлектрической проницаемости, приведенными на рис. 2a, и не зависящей от длины волны квадратичной восприимчивостью, $\hat{\chi}^{(2)}$. Рассчитанный спектр интенсивности ВГ (рис. 8a) демонстрирует усиление квадратичного нелинейно-оптического отклика вблизи ENZ, что качественно согласуется с экспериментальными данными (рис. 7a). Следует отметить, что в мультислойных металл/диэлектрических ГММ расчеты демонстрируют аналогичное поведение спектра интенсивности ВГ [49].

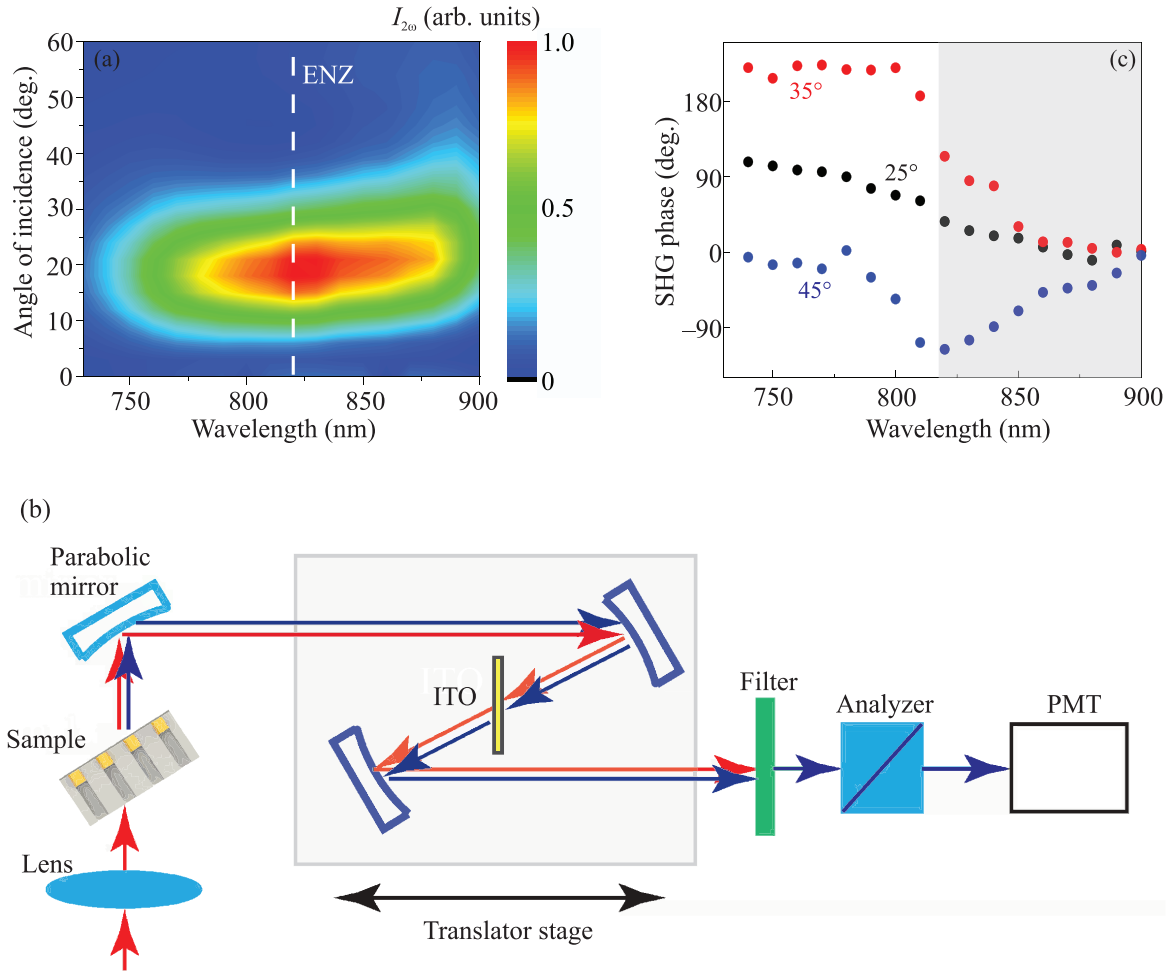

Рис. 7. (Цветной онлайн) (a) – Экспериментальный частотно-угловой спектр интенсивности генерации ВГ в ГММ "1"; (b) – схема однолучевой интерферометрии для измерения спектров фазы ВГ; (c) – экспериментальные спектры фазы ВГ, $\Delta\Phi(\lambda)$, при различных углах падения p-поляризованного излучения. Серым выделена область гиперболической дисперсии

Усиление нелинейно-оптических эффектов вблизи ENZ в ГММ может быть вызвано рядом механизмов, главным из которых является усиление поля накачки внутри структуры. Это свойство ГММ обусловлено тем, что на границе воздух/ГММ нормальная компонента вектора электрической индукции должна быть непрерывна, т.е. $E^{\rm air}_{\omega,z} = \epsilon_{\|} E^{\rm HMM}_{\omega,z}$, где $E^{\rm air}_{\omega,z}$ и $E^{\rm HMM}_{\omega,z}$ – нормальные компоненты поля накачки в воздухе и в ГММ соответственно (система координат указана на рис. 4). В режиме ENZ, когда $\mathrm{Re}(\epsilon_{\|}) = 0$, резонансно возрастает z-компонента поля накачки $E^{\rm HMM}_{\omega,z}$. Рассматривая ГММ как изотропную в плоскости пленки центросимметричную эффективную среду, в которой генерация ВГ происходит преимущественно на поверхности, можно записать нелинейную поляризацию в ГММ как $\mathbf{P}^{\rm NL} = \mathbf{e}_x 2\chi^{(2)}_{xxz} E^{\rm HMM}_{\omega,x} E^{\rm HMM}_{\omega,z} + \mathbf{e}_z \left(\chi^{(2)}_{zzz} E^{\rm HMM}_{\omega,z} E^{\rm HMM}_{\omega,z} + \chi^{(2)}_{zxx} E^{\rm HMM}_{\omega,x} E^{HMM}_{\omega,x}\right)$, где первый индекс $\chi^{(2)}_{ijk}$ соответствует компоненте $\mathbf{P}^{NL}$, а второй и третий – компонентам волны накачки. Поскольку вблизи ENZ резонансно возрастает поле $E^{\rm HMM}_{\omega,z}$, то наибольший вклад в интенсивность второй гармоники дает слагаемое с $\chi^{(2)}_{zzz}$: $I_{2\omega} \propto |\mathbf{P}^{NL}_p|^2 T^2(\lambda,\theta) T(\lambda/2,\theta) \propto T^2(\lambda,\theta) T(\lambda/2,\theta) |E^{\rm HMM}_{\omega,z}|^4$, где T – коэффициент пропускания света ГММ, λ – длина волны накачки. Отметим, что в рассматриваемом диапазоне длин волн накачки величина $T(\lambda/2,\theta)$ на частоте ВГ не имеет спектральных особенностей, а наблюдаемая частотно-угловая зависимость интенсивности ВГ является результатом совместного действия двух вкладов: (i) уменьшения пропускания на частоте накачки вблизи ENZ (рис. 3a); (ii) усиления внутри

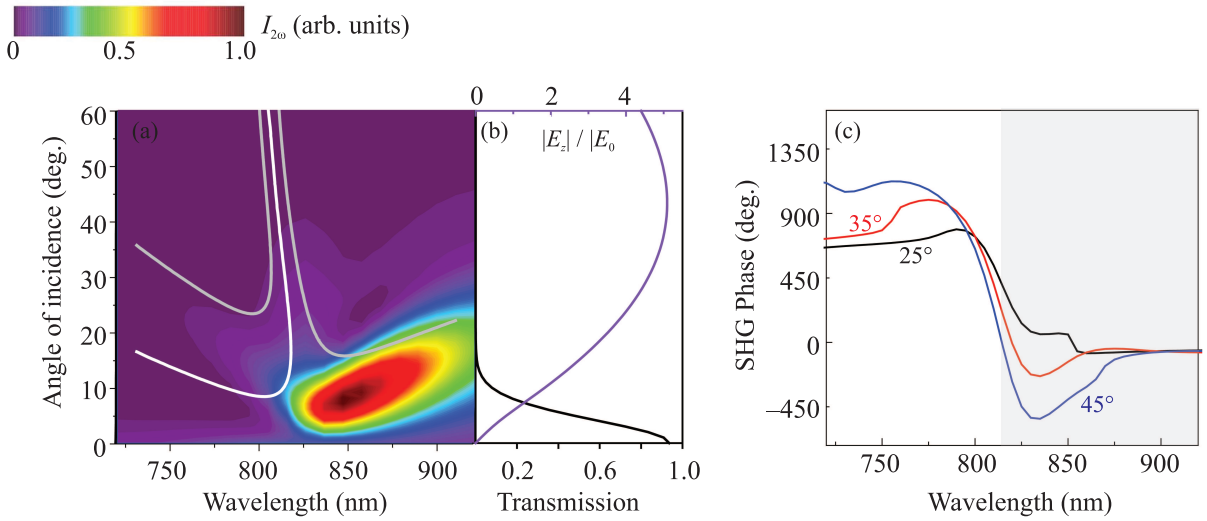

Рис. 8. (Цветной онлайн) Результаты расчетов квадратичного нелинейно-оптического отклика в ГММ: (a) – Частотно-угловой спектр интенсивности ВГ, белая кривая соответствует условию $\mathrm{Re}(n_e(\lambda,\theta)) = \mathrm{Re}(n_e(\lambda/2,\theta))$, серые кривые соответствуют условию $L = L_c = \lambda/|4 * (\mathrm{Re}(n_e(\lambda,\theta)) - \mathrm{Re}(n_e)(\lambda/2,\theta))|$; (b) – зависимость пропускания (черная кривая) и нормальной компоненты электрического поля в структуре (синяя кривая) от угла падения при $\lambda = 820$ нм; (c) – спектры фазы ВГ при различных углах падения излучения накачки. Серым выделена область гиперболической дисперсии

ГММ z-компоненты поля $E^{\mathrm{HMM}}_{\omega,z}$, возрастающей в окрестности ENZ и имеющей угловую зависимость, представленную фиолетовой кривой на рис. 8b. Кроме того, за счет сильной дисперсии необыкновенного показателя преломления на частоте накачки вблизи ENZ в исследуемом спектральном диапазоне выполняется условие фазового синхронизма типа *eee*: $\mathrm{Re}(n_e(\lambda,\theta)) = \mathrm{Re}(n_e(\lambda/2,\theta))$ (вдоль белой кривой на рис. 8a). Этот дополнительный фактор может оказывать существенное влияние на генерацию ВГ. Границы области усиления ВГ за счет выполнения условия квазисинхронизма определяются соотношением $L = L_c$, где когерентная длина $L_c = \lambda/|4 \cdot [\mathrm{Re}(n_e(\lambda,\theta)) - \mathrm{Re}(n_e(\lambda/2,\theta))]|$ и L – длина наностержней, т.е. толщина ГММ. Серые кривые на рис. 8a демонстрируют эти границы. Совокупность перечисленных эффектов определяет спектр $I_{2\omega}(\lambda,\theta)$.

Рассчитанный спектр фазы ВГ, аналогично экспериментальному, демонстрирует скачок вблизи ENZ. Это связано с существенным изменением закона дисперсии волны накачки в ГММ вблизи λ_{ENZ}. В окрестности именно этой длины волны эллиптическая дисперсия трансформируется в гиперболическую, что сопровождается скачком $\mathrm{Re}(n_e)$ (рис. 2e). Следует также отметить, что экспериментальная величина скачка $\Delta\Phi^{\mathrm{HMM}}(\lambda)$ составляет около 200°, что намного меньше расчетных величин (800–1200°). Это, по-видимому, связано с большим шагом по длине волны, использованным при проведении измерений $\Delta\Phi^{\mathrm{HMM}}(\lambda)$, что обусловлено сопоставимой с ним шириной спектра лазерного излучения. Если сдвиг фаз между соседними спектральными точками превышает 360°, это невозможно разрешить с помощью данной экспериментальной методики. Более плавный скачок в экспериментальной зависимости $\Delta\Phi^{\mathrm{HMM}}(\lambda)$ по сравнению с теоретической объясняется поглощением ГММ и рассеянием света на боковых стенках наностержней [50]. Таким образом, скачок фазы ВГ может играть роль индикатора перехода от эллиптического к гиперболическому режиму дисперсии.

Аналогичные эксперименты и расчеты параметров нелинейно-оптического отклика ГММ “1” были проведены и для s-поляризованного излучения накачки. В этом случае, однако, не возникает резонансного усиления нормальной компоненты электрического поля в структуре, поэтому не наблюдается значительного усиления интенсивности ВГ вблизи ENZ, а фаза нелинейного сигнала почти не зависит от длины волны $\Delta\Phi^{\mathrm{HMM}}(\lambda) \approx \mathrm{const}$ [50]. Расчеты показали, что в исследуемом частотно-угловом диапазоне выполнение *eoo*-синхронизма невозможно.

Таким образом, формирование нелинейно-оптического отклика ГММ в спектральной окрестности ENZ является сложным процессом и определяется несколькими факторами – усилением

нормальной компоненты поля накачки, изменением закона дисперсии, фазовым квазисинхронизмом и поглощением света в среде. Фундаментальные исследования таких эффектов важны для понимания механизмов взаимодействия света с наноструктурированными материалами.

6. Динамика лазерных импульсов в ГММ. Экспериментальные исследования особенностей распространения сверхкоротких лазерных импульсов света в ГММ проводились с использованием излучения фемтосекундного лазера, генерирующего импульсы света с длительностью около 80 фс [37, 38]. Их запаздывание в структуре "4" определялось при помощи нелинейной кросс-корреляционной методики, основанной на измерении мощности излучения ВГ, возникающего при неколлинеарном взаимодействии сигнального и опорного лазерных импульсов в нелинейном кристалле BBO в зависимости от задержки опорного импульса, вносимой управляемой линией задержки. Этот подход позволил измерить кросс-корреляционные функции интенсивности p-поляризованных импульсов света, прошедших через ГММ, для различных углов падения излучения θ в диапазоне длин волн света $\lambda = 720{-}900$ нм. Отмеченный спектральный диапазон "накрывает" области эллиптической и гиперболической дисперсий, а также ENZ-режим, имеющий место для структуры "4" при длине волны света 760 нм.

Обнаружена сильная зависимость величины задержки импульсов в структуре от угла падения света с центральной длиной волны 760 нм. Это проиллюстрировано на рис. 9a, где показаны кросс-

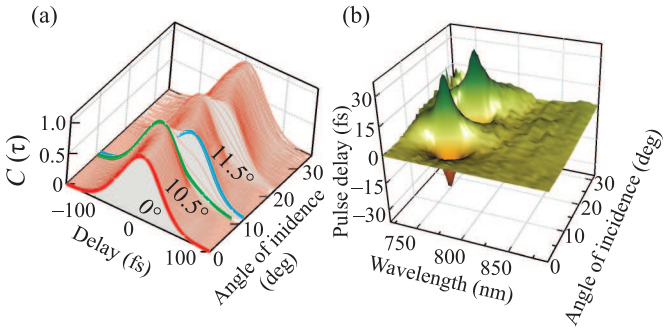

Рис. 9. (Цветной онлайн) (a) – Экспериментальная угловая зависимость кросс-корреляционной функции (C) импульсов света с $\lambda = 760$ нм, прошедших через ГММ. Цветом указаны несколько углов падения излучения на ГММ. (b) – Частотно-угловая зависимость времени задержки импульсов в ГММ

корреляционные функции импульсов, прошедших ГММ. Расположение максимума этой функции в области положительных величин временной шкалы указывает на задержку света в ГММ. Напротив, максимум, наблюдаемый при отрицательных значениях шкалы, говорит о сверхсветовом распространении, т.е. о прохождении импульса через ГММ со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Этот режим прохождения лазерного импульса через ГММ обнаружен при наклонном падении излучения для $\theta < 11°$ и в окрестности $\theta = 22°$ (рис. 9a). Так при нормальном падении лазерного импульса его задержка в ГММ пренебрежимо мала (красная кривая на рис. 9a), а увеличение угла падения вызывает отрицательную задержку импульса в метаматериале, достигающую $\tau = -29$ фс при $\theta = 10.5°$ (зеленая кривая на рис. 9a). Кроме этого, обнаружено, что при указанном угле падения происходит переход к эффекту усиленного запаздывания импульса в ГММ, достигающего $\tau = 42$ фс (синяя кривая на рис. 9a). Полученные значения опережения и задержки света в ГММ можно сопоставить групповым показателям преломления $n_g = -14$ и $n_g = 24$ соответственно, которые существенно отличаются от значений n_g для традиционных оптических сред. Примечательно, что трансформация одного эффекта в другой происходит в очень узком диапазоне углов падения света $\Delta\theta \approx 0.75°$. Аналогичное поведение импульсов в ГММ возникает в окрестности другого угла падения света, $\theta = 22°$. Следует отметить, что выявленный эффект сверхсветового распространения лазерных импульсов, конечно, не нарушает теорию относительности; сходные явления наблюдались ранее для света, взаимодействующего с резонансными атомными системами [51].

Обнаружено, что выявленные динамические эффекты связаны именно с ENZ особенностью ГММ. Это продемонстрировано на рис. 9b, где приведена измеренная частотно-угловая карта задержки импульса τ в ГММ. Хорошо видно, что временные эффекты резонансно усиливаются в окрестности длины $\lambda = 760$ нм, соответствующей ENZ. При этом спектральная ширина резонанса мала и составляет около $\Delta\lambda \approx 17$ нм.

Анализ и проведенные расчеты показывают, что обнаруженные эффекты быстрого и медленного света связаны с возникновением внутриимпульсных биений поля в ГММ [37, 38]. При согласовании центральной длины волны падающего импульса с ENZ-режимом ГММ высокое поглощение света в этом метаматериале вблизи λ_{ENZ} "вырезает" центральную часть спектра импульса, формируя две разнесенные частотные компоненты, приводя тем самым к биениям оптического поля внутри импульса. При этом

имеет место необычная ситуация, заключающаяся в том, что одна спектральная половина импульса испытывает эллиптическую дисперсию, а вторая половина – гиперболическую. Эта особенность приводит к отрицательной величине скорости огибающей внутриимпульсных биений и влечет за собой возникновение эффекта "быстрого" света. Точные расчеты, выполненные с использованием комбинации метода матриц распространения, адаптированного для анизотропных сред, фурье-преобразования временной зависимости поля лазерного импульса и модели эффективной среды для композитных гиперболических сред, дают хорошее согласие с результатами эксперимента [37, 38].

Обнаруженный эффект может быть полезен в системах оптической передачи данных для реализации перестраиваемой линии задержки и синхронизации данных, а также приложений сенсорики. Важность выявленной динамики лазерного импульса в ГММ связана с перспективой применения этих сред в области фотоники сверхкоротих лазерных импульсов в качестве оптических переключателей и модуляторов лазерных импульсов света [52].

7. Заключение. Проведенные в течение последних нескольких лет экспериментальные и численные исследования демонстрируют уникальные оптические, магнито- и нелинейно-оптические свойства ГММ на основе массивов золотых и серебряных наностержней в матрице анодного оксида алюминия. Гигантское двулучепреломление этих сред открывает перспективы для создания на базе ГММ миниатюрных преобразователей поляризации электромагнитного излучения, а сочетание с ГММ сред с ферромагнитными материалами дает возможность сделать такие устройства магнитоуправляемыми. Обнаруженные эффекты "быстрого" и "медленного" света в ГММ перспективны для управления сверхкороткими лазерными импульсами. Резонансное усиление генерации второй гармоники, связанное с выполнением условия квазисинхронизма, перспективно для преобразователей частоты света.

Дальнейшие исследования могут быть связаны с оптимизацией параметров структур, в частности, изготовление и исследование ГММ на основе серебряных наностержней, где подбором объемной доли металла можно добиться выполнения условия $2\lambda_{\mathrm{ENP}} = \lambda_{\mathrm{ENZ}}$, разработкой других дизайнов композитов "ГММ + ферромагнетик", исследованием самовоздействия света в ГММ и прочие.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант # 18-73-10151) и Фондом развития теоретической физики и математики "БАЗИС".

1. A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, and Y. Kivshar, Nat. Photonics **7**, 948 (2013).
2. P. Huo, S. Zhang, Y. Liang, Y. Lu, and T. Xu, Adv. Opt. Mater. **7**(14), 1801616 (2019).
3. Zh. Guo, H. Jiang, and H. Chen, J. Appl. Phys. **127**(7), 071101 (2020).
4. Н. А. Жарова, А. А. Жаров, А. А. Жаров, мл., ЖЭТФ **156** 3(9), 396 (2019).
5. L. Ferrari, J. Stephen, Th. Smalley, Y. Fainman, and Zh. Liu, Nanoscale **9**, 9034 (2017).
6. T. Li, V. Nagal, D. H. Gracias, and J. B. Khurgin, Opt. Express **25**(12), 13588 (2017).
7. D. Lee, Y. D. Kim, M. Kim, S. So, H.-J. Choi, J. Mun, D. M. Nguyen, T. Badloe, J. D. Ok, K. Kim, H. Lee, and J. Rho, ACS Photonics **5**(7), 2549 (2018).
8. K. V. Sreekanth, M. ElKabbash, Y. Alapan, E. Ilker, M. Hinczewski, U. A. Gurkan, and G. Strangi, EPJ Appl. Metamat. **4**, 1 (2017).
9. A. V. Kabashin, P. Evans, S. Pastkovsky, W. Hendren, G. A. Wurtz, R. Atkinson, R. Pollard, V. A. Podolskiy, and A. V. Zayats, Nat. Mater. **8**, 867 (2009).
10. N. Vasilantonakis, M. E. Nasir, W. Dickson, G. A. Wurtz, and A. V. Zayats, Laser Photonics Rev. **9**(3), 345 (2015).
11. L. Ferrari, Ch. Wu, D. Lepage, X. Zhang, and Zh. Liu, Progress in Quantum Electron. **40**, 1 (2015).
12. P. Shekhar, J. Atkinson, and Z. Jacob, Nano Convergence **1**(14), 1 (2014).
13. R. Atkinson, W. R. Hendren, G. A. Wurtz, W. Dickson, A. V. Zayats, P. Evans, and R. J. Pollard, Phys. Rev. B **73**, 235402 (2006).
14. P. Evans, W. R. Hendren, R. Atkinson, G. A. Wurtz, W. Dickson, A. V. Zayats, and R. J. Pollard, Nanotechnology **17**, 5746 (2006).
15. A. P. Leontiev, O. Yu. Volkova, I. A. Kolmychek, A. V. Venets, A. P. Pomozov, V. S. Stolyarov, T. V. Murzina, and K. S. Napolskii, Nanomaterials **9**(5), 739 (2019).
16. S. A. Dyakov, I. M. Fradkin, N. A. Gippius, L. Klompmaker, F. Spitzer, E. Yalcin, I. A. Akimov, M. Bayer, D. A. Yavsin, S. I. Pavlov, A. B. Pevtsov, S. Y. Verbin, and S. G. Tikhodeev, Phys. Rev. B **100**, 214411 (2019).
17. V. I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, A. N. Kalish, and A. K. Zvezdin, J. Opt. Soc. Am. B **26**(8), 1594 (2009).
18. G. Armelles, A. Cebollada, A. Garcia-Martin, J. M. Garcia-Martin, M. U. Gonzales, J. B. Gonzalez-Diaz, E. Ferreiro-Vila, and J. F. Torrado, J. Opt. A.: Pure Appl. Opt. **11**, 114023 (2009).
19. I. A. Kolmychek, K. A. Lazareva, E. A. Mamonov, E. V. Skorokhodov, M. V. Sapozhnikov, V. G. Golubev, and T. V. Murzina, Materials **14**(13), 3481 (2021).

20. I. A. Kolmychek, T. V. Murzina, A. A. Nikulin, E. A. Gan'shina, and O. A. Aktsipetrov, JETP Lett. **90** (7), 552 (2009).
21. J. B. Gonzalez-Diaz, A. Garcia-Martin, G. Armelles, J. M. Garcia-Martin, C. Clavero, A. Cebollada, R. A. Lukaszew, J. R. Skuza, D. P. Kumah, and R. Clarke, Phys. Rev. B **76**, 153402 (2007).
22. И. А. Колмычек, А. Н. Шайманов, А. В. Барышев, Т. В. Мурзина, Письма в ЖЭТФ **102**(1), 50 (2015).
23. А. Р. Газизов, А. В. Харитонов, С. С. Харинцев, Письма в ЖЭТФ **113**(3), 152 (2021).
24. O. Reshef, I. de Leon, M. Z. Alam, and R. W. Boyd, Nat. Rev. Mater. **4**, 535 (2019).
25. M. Z. Alam, I. De Leon, and R. W. Boyd, Science **352**(6287), 795 (2016).
26. M. A. Vincenti, D. de Ceglia, A. Ciattoni, and M. Scalora, Phys. Rev. A **84**, 063826 (2011).
27. X. Wen, G. Li, Ch. Gu, J. Zhao, Sh. Wang, Ch. Jiang, S. Palomba, C. Martijn de Sterke, and Q. Xiong, ACS Photonics **5**(6), 2087 (2018).
28. A. Capretti, Y. Wang, N. Engheta, and L. Dal Negro, ACS Photonics **2**, 1584 (2015).
29. L. Caspani, R. P. M. Kaipurath, M. Clerici, M. Ferrera, T. Roger, J. Kim, N. Kinsey, M. Pietrzyk, A. DiFalco, V. M. Shalaev, A. Boltasseva, and D. Faccio, Phys. Rev. Lett. **116**, 233901 (2016).
30. B. Duncan, L. Perret, S. Palomba, M. Lapine, B. T. Kuhlmey, and C. Martijn de Sterke, Sci. Rep. **5**, 8983 (2015).
31. Y. Sun, Zh. Zheng, J. Cheng, G. Sun, and G. Qiao, Opt. Express **23**(5), 6370 (2015).
32. S. Wicharn, S. Plaipichita, Th. Seesanb, and P. Buranasiri, Proc. SPIE **10516**, 10516M (2018).
33. S. Wicharn and P. Buranasiri, Proc. SPIE **10714**, 107140H (2018).
34. P. Kelly and L. Kuznetsova, Applied Physics B **124**(4), 1 (2018).
35. P. Kelly and L. Kuznetsova, OSA Continuum **3**(11), 3225 (2020).
36. A. D. Neira, G. A. Wurtz, and A. V. Zayats, Sci. Rep. **5**(1), 1(2015).
37. V. B. Novikov, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, Opt. Lett. **46**(10), 2276 (2021).
38. V. Novikov, Proc. SPIE **11769**, 117690G (2021).
39. I. V. Malysheva, I. A. Kolmychek, A. M. Romashkina, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, Nanotechnology **32**(30), 305710 (2021).
40. А. Р. Помозов, И. А. Колмычек, Е. А. Ганьшина, О. Ю. Волкова, А. Л. Леонтьев, К. С. Напольский, Т. В. Мурзина, Физика твердого тела **60** (11), 2224 (2018).
41. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic, N.Y. (2012).
42. I. A. Kolmychek, A. R. Pomozov, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, Physics of Metals and Metallography **120**(13), 1266 (2019).
43. I. A. Kolmychek, I. V. Malysheva, V. B. Novikov, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, Phys. Rev. B **102**(24), 241405 (2020).
44. I. A. Kolmychek, A. R. Pomozov, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, Opt. Lett. **43**(16), 3917 (2018).
45. I. A. Kolmychek, A. R. Pomozov, V. B. Novikov, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, Opt. Express **27**(22), 32069 (2019).
46. P. Ginzburg, F. G. Rodriguez Fortuno, G. A. Wurtz, W. Dickson, A. Murphy, F. Morgan, R. J. Pollard, I. Iorsh, A. Atrashchenko, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, A. Nevet, G. Ankonina, M. Orenstein, and A. V. Zayats, Opt. Express **21** (12), 14907 (2013).
47. A. R. Pomozov, I. A. Kolmychek, V. B. Novikov, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, J. Phys. Conf. Ser. **1092**(1), 012058 (2018).
48. R. Stolle, G. Marowsky, E. Schwarzberg, and G. Berkovic, Appl. Phys. B **63**, 491 (1996).
49. M. A. Vincenti, M. Kamandi, D. de Ceglia, C. Guclu, M. Scalora, and F. Capolino, Phys. Rev. B **96**, 045438 (2017).
50. I. A. Kolmychek, V. B. Novikov, I. V. Malysheva, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, Opt. Lett. **45**(7), 1866 (2020).
51. M. D. Stenner, D. J. Gauthier, and M. A. Neifeld, Nature **425**, 695 (2003).
52. L. H. Nicholls, F. J. Rodríguez-Fortuño, M. E. Nasir, R. M. Córdova-Castro, N. Olivier, G. A. Wurtz, and A. V. Zayats, Nat. Photonics **11**(10), 628 (2017).