

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В МАССИВАХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ НА ФЕРРИТ-ГРАНАТЕ

И. А. Колмычек^{а}, В. Б. Новиков^а, Н. С. Гусев^б, С. А. Гусев^б, Е. В. Скороходов^б,
Т. В. Мурзина^а*

^а *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет
119991, Москва, Россия*

^б *Институт физики микроструктур Российской академии наук
603087, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 16 мая 2025 г.,
после переработки 16 июля 2025 г.
Принята к публикации 17 июля 2025 г.

Экспериментально исследована азимутальная анизотропия генерации оптической второй гармоники в ферромагнитных металлических метаповерхностях на феррит-гранате. Выявлена существенная роль вращательной симметрии массива наночастиц и распределения в них локального поля в формировании отклика второй гармоники. Показано, что наночастицы Co/Au с плоскостной намагниченностью дают наибольший вклад в генерацию магнитоиндуцированной второй гармоники в насыщающем поле, что проявляется уменьшением магнитного контраста второй гармоники. В массиве метаатомов с перпендикулярной намагниченностью (Co/Pt)₅ вклад метаповерхности в квадратичный нелинейно-оптический отклик приводит к уширению петли гистерезиса.

DOI: 10.31857/S0044451025090032

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптика метаповерхностей и метаматериалов в последнее десятилетие является актуальным и быстроразвивающимся направлением мировой науки [1–4]. Это связано, с одной стороны, с существенным прогрессом в технологиях изготовления структур, а с другой — с возможностями применения многих оптических эффектов при создании функциональных устройств нанофотоники для управления параметрами оптического излучения (поляризацией, интенсивностью, фазой, направлением и т. д.) [5–7]. Известно, что в металлических частицах субволновых размеров возможно значительное усиление линейных и нелинейных оптических эффектов за счет возрастания локальных оптических полей при возбуждении поверхностных плазмонов в регулярной поверхностной структуре, а также вследствие эффекта громоотвода [8–10]. Оптические свойства массивов металлических наночастиц различного дизай-

на — сферических, цилиндрических, G-образных, L-образных и др. — были исследованы теоретически и экспериментально [10–15]; при этом было показано, что выбор геометрии и материалов метаповерхностей позволяет обеспечить уникальные функциональные свойства, определяющие их взаимодействие с лазерным излучением и представляющие как фундаментальный, так и практический интерес.

Создание и исследование метаповерхностей требует развития высокочувствительных и неинвазивных методов их контроля и диагностики. В этом аспекте нелинейно-оптические методы, и в первую очередь метод генерации оптической второй гармоники (SHG, second harmonic generation), предоставляют уникальные возможности. Преимущественная локализация источников второй гармоники (ВГ) на поверхностях и интерфейсах структур, связанная с симметричным запретом на генерацию ВГ в объеме центросимметричных сред (в электродипольном приближении), приводит к высокой чувствительности нелинейно-оптических методик к основным свойствам поверхностей и границ раздела сред, а также наноструктур и метаповерхностей из таких материалов [16–18]. Было показано, что на ос-

* E-mail: irisha@shg.ru

нове анализа параметров квадратичного нелинейно-оптического отклика можно определить класс симметрии поверхности структур и даже тип энантиомера (для хиральных массивов); кроме того, резонансные, в том числе плазмонные, эффекты выражены значительно сильнее в нелинейно-оптическом отклике по сравнению с линейным [2, 3, 19–21].

В магнитных средах возможна генерация магнитоиндуцированной ВГ, интенсивность, фаза и/или поляризация которой зависят от намагниченности материала. Поскольку намагниченность M является аксиальным вектором, она не меняется при преобразованиях полярного базиса и не нарушает инверсной симметрии среды [22–24]. Поэтому магнитоиндуцированная квадратичная поляризация возникает только в нецентросимметричных средах или в случае нарушения инверсионной симметрии, в том числе на поверхностях и границах раздела центросимметричных сред, дополняя, таким образом, возможности поверхностно-чувствительного метода генерации ВГ [25]. Следует отметить, что эффекты в магнитном нелинейно-оптическом отклике, как правило, по величине на 1–2 порядка превышают линейные аналоги, что значительно расширяет их возможности для исследования магнитных сред, в том числе скрытых интерфейсов и структур с нетривиальным состоянием намагниченности [26].

Феррит-гранаты (ФГ или IG, iron garnets) — класс уникальных материалов магноники и фотоники, сочетающих большие значения магнитной восприимчивости и высокую прозрачность в длинноволновой части видимого спектра и в ИК-диапазоне [27]. Доменная структура гранатов была исследована методами оптической поляризационной и магнитной силовой микроскопии [27], а также с использованием микроскопии ВГ [28, 29]. Было показано, что азимутальные угловые зависимости интенсивности ВГ в эпитаксиальных пленках кристаллического ФГ анизотропны, в соответствии с его классом симметрии, однако приложение статического магнитного поля существенно изменяет симметрию нелинейно-оптического отклика, поскольку магнитоиндуцированный вклад ФГ в генерацию ВГ сравним с кристаллографическим [30–37].

В магнитных метаповерхностях на гранате был продемонстрирован ряд интересных явлений, включая эффект пиннинга доменных стенок в эпитаксиальной пленке ФГ и взаимное влияние магнитных моментов поверхностных замыкающих доменов и субмикронных частиц, нанесенных на поверхность граната, обнаруженные методом магнитно-силовой и поляризационной микроскопии [38, 39]. В

то же время на макромасштабе при изучении линейного магнитооптического отклика в таких гибридных магнитных структурах проявление поверхностных и обменных эффектов подавлялось магнитооптическим откликом «объема» слоя граната, а магнетизм самой метаповерхности был выражен слабо [39]. Оставался открытым вопрос о роли симметрии структуры граната и металлической метаповерхности в формировании нелинейно-оптического отклика всей структуры.

В данной работе методом генерации ВГ исследована модификация магнитного и кристаллографического квадратичного отклика эпитаксиального ФГ при нанесении на его поверхность регулярных массивов треугольных ферромагнитных частиц Co/Au и $(\text{Co/Pt})_5$. Массивы имеют одинаковые латеральные геометрические параметры, но разные магнитные свойства — в метаатомах Co/Au ось легкого намагничивания лежит в плоскости метаповерхности, тогда как в структурах $(\text{Co/Pt})_5$ она ориентирована перпендикулярно пленке. Обнаружено, что присутствие ферромагнитных частиц толщиной всего лишь 10–20 нм значительно меняет нелинейный отклик пленки граната и приводит к отличиям как симметрии квадратичного отклика, так и вида полевых зависимостей магнитооптического отклика для разных азимутальных положений структуры.

2. ОБРАЗЦЫ

Исследована эпитаксиальная пленка редкоземельного ФГ состава $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 10 мкм, выращенная на подложке галлийгадолиниевого граната (ГГГ) кристаллографической ориентации (111) методом жидкофазной эпитаксии; структурные параметры данной пленки подробно изучены в работе [38]. Было показано, что в данной пленке возможно формирование (объемных) полосовых магнитных доменов, период которых в отсутствие внешнего магнитного поля составляет около 4 мкм, а также поверхностных замыкающих зигзагообразных доменов с периодом 1.6 мкм [38]. Данная пленка была использована в качестве подложки при формировании магнитных метаповерхностей — массивов частиц состава Co/Au или $(\text{Co/Pt})_5$.

На поверхность граната методом магнетронного напыления были нанесены две ферромагнитные пленки: (а) пленка кобальта толщиной 20 нм с плоскостной магнитной анизотропией, покрытая защитным слоем Au толщиной 10 нм; (б) пленка

(Co/Pt)₅ толщиной 7.5 нм, состоящая из пяти пар слоев кобальта (толщиной 0.5 нм) и платины (толщиной 1 нм), с осью легкого намагничивания, ориентированной вдоль нормали к поверхности [40]. Площадь каждой из метаповерхностей составляла 100 мкм × 100 мкм, что позволило их изготовить на поверхности одной пленки ФГ для проведения последующего сравнительного анализа параметров анизотропного и магнитооптического отклика. В качестве референсных образцов были использованы сплошные пленки Co/Au на кремнии и (Co/Pt)₅ на ситалле с такими же толщинами слоев.

Методом электронной литографии на поверхности ФГ из пленок Co/Au и (Co/Pt)₅ были сформированы два массива магнитных частиц; соответствующий процесс изготовления подробно описан в работе [39]. Частицы имели форму, близкую к прямоугольному треугольнику с длинами катетов 0.35 мкм и 0.8 мкм. Ряды частиц отстояли друг от друга на $d_2 = 2$ мкм, а межчастичное расстояние составляло $d_1 = 0.8$ мкм. Изображение части метаповерхности в сканирующем электронном микроскопе приведено на рис. 1 а. Отметим, что величины периодов d_1 и d_2 соответствовали полупериодам объемных и поверхностных доменов ФГ, тогда как асимметричная форма треугольных частиц была выбрана для увеличения их квадратичного нелинейно-оптического отклика.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В качестве источника зондирующего излучения использовался фемтосекундный титан-сапфировый лазер с частотой следования импульсов света 80 МГц, длительностью импульса 60 фс, центральной длиной волны 790 нм и средней мощностью около 60 мВт. Нелинейно-оптические эксперименты проводились в схеме на пропускание для угла падения лазерного излучения 2–3°, направленного на структуру со стороны подложки ГГГ. В этом случае источники второй гармоники локализованы на границе раздела ФГ/метаповерхность; сигнал ВГ выделялся необходимым набором фильтров, проходил через анализатор (призму Глана–Тейлора) и детектировался фотоэлектронным умножителем (РМТ, Hamamatsu R4220). Отметим, что введенное угловое отклонение от нормального падения света не является существенным для изучаемых эффектов и необходимо лишь для избежания попадания отраженного лазерного луча обратно в резонатор

лазера. Образец был установлен на двухкоординатный транслятор, позволяющий позиционировать структуру в направлениях, перпендикулярных лучу (в плоскости $x'y'$ лабораторной системы координат, показанной на рис. 1 б), и выбирать для изучения облучаемую область: поверхность граната или метаповерхность. Лазерное излучение фокусировалось на поверхности структуры в область диаметром около 40 мкм, таким образом освещая одновременно более 500 метаатомов. Поляризация зондирующего излучения устанавливалась с помощью полуволновой пластинки. Схема установки приведена на рис. 1 б.

Измерения азимутальной анизотропии интенсивности ВГ при облучении структуры линейно-поляризованным светом проводились при синхронном повороте плоскости поляризации зондирующего излучения, задаваемом вращением пластинки $\lambda/2$ на угол $\psi/2$, и плоскости поляризации излучения ВГ путем вращения анализатора на угол ψ , тогда как образец был неподвижен. Эксперименты проведены для двух комбинаций поляризации лазерного излучения и ВГ, при которых плоскости поляризации падающего и регистрируемого излучения были (а) параллельны и (б) перпендикулярны друг другу. При этом во всех случаях азимутальный угол $\psi = 0^\circ$ соответствовал ориентации плоскости поляризации лазерного излучения вдоль оси x' лабораторной системы координат. Для исследования генерации магнитоиндуцированной ВГ к структуре вдоль оси x' было приложено поле электромагнита, управляемого с компьютера. Поскольку поверхность исследуемых структур имеет выраженную магнитную анизотропию, описанные ниже эксперименты были выполнены для двух положений образца относительно магнитного поля — вдоль и поперек рядов треугольников. Ориентация треугольников относительно кристаллической решетки поверхности граната была определена в ходе работы.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Немагнитный линейный и нелинейный оптический отклик

На первом этапе были исследованы азимутальные зависимости линейного коэффициента пропускания $T(\psi)$ (отношение интенсивностей прошедшего и падающего на структуру света) граната и метаповерхностей на частоте лазерного излучения (рис. 1 с). Показано, что пропускание граната является практически изотропным (черная кри-

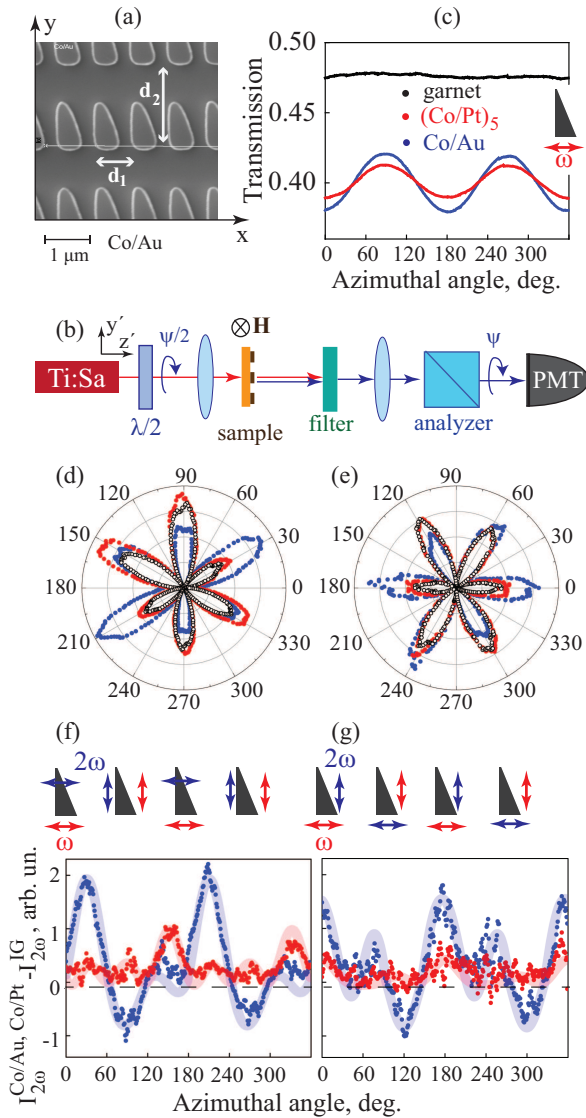


Рис. 1. *a* — Изображение участка метаповерхности треугольников Co/Au в сканирующем электронном микроскопе. *b* — Схема нелинейно-оптической экспериментальной установки. *c* — Зависимости коэффициента пропускания граната и метаповерхностей от азимутального угла поворота плоскости поляризации падающего света, $\psi = 0^\circ$ соответствует поляризации лазерного излучения вдоль короткого катета треугольников. *d, e* — Азимутальные зависимости интенсивности ВГ (в отн. ед.) при параллельных и перпендикулярных поляризациях излучения накачки и ВГ для граната (черные точки), метаповерхности Co/Au (синие точки) и метаповерхности (Co/Pt)₅ (красные точки). *f, g* — $I_{2\omega}^{\text{Co/Au}}(\psi) - I_{2\omega}^{\text{IG}}(\psi)$ (синие точки) и $I_{2\omega}^{\text{Co/Pt}}(\psi) - I_{2\omega}^{\text{IG}}(\psi)$ (красные точки) при параллельных и перпендикулярных поляризациях излучения накачки и ВГ, сплошные линии — результат аппроксимации функциями (5), над панелями схематично изображены ориентации поляризаций падающего и регистрируемого излучения относительно структуры при азимутальных углах $\psi = 0, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$

вая), тогда как в случае метаповерхностей зависимости $T(\psi)$ демонстрируют зеркально-симметричную модуляцию глубиной около 10% для структур из Co/Au и 5–6% для (Co/Pt)₅. Для обеих метаповерхностей минимум пропускания соответствует поляризации лазерного излучения вдоль короткого катета треугольника.

Далее, для ФГ и обеих метаповерхностей были измерены азимутальные зависимости интенсивности ВГ, обозначенные соответственно $I_{2\omega}^{\text{IG}}(\psi)$, $I_{2\omega}^{\text{Co/Au}}(\psi)$ и $I_{2\omega}^{\text{Co/Pt}}(\psi)$. Эти зависимости, полученные для параллельных и перпендикулярных поляризаций излучения накачки и ВГ, представлены на рис. 1 *d, e*, где данные нормированы на квадрат азимутальной зависимости коэффициента пропускания на частоте накачки $T^2(\psi)$. Все графики демонстрируют шесть максимумов нелинейно-оптического отклика на азимутальный оборот, при этом угловые положения максимумов на рис. 1 *d* и 1 *e* смещены друг относительно друга на 30° . Такой вид зависимости соответствует группе симметрии $3m$ грани (111) ФГ. Величины интенсивности ВГ в максимумах нелинейного сигнала различаются для поверхностей чистого граната и массивов треугольников.

Анализ различий нелинейно-оптического отклика метаповерхностей и слоя ФГ, обнаруженных в одинаковых экспериментальных условиях, удобно проводить, рассматривая разность азимутальных зависимостей интенсивности ВГ: $I_{2\omega}^{\text{Co/Au}}(\psi) - I_{2\omega}^{\text{IG}}(\psi)$ (синие точки) и $I_{2\omega}^{\text{Co/Pt}}(\psi) - I_{2\omega}^{\text{IG}}(\psi)$ (красные точки) (рис. 1 *f, g*). Соответствующие данные демонстрируют 180° -периодичность, отвечающую зеркальной симметрии нелинейного отклика, как и ожидается для эксперимента на пропускание при малом угле падения. Разность $I_{2\omega}^{\text{Co/Au}}(\psi) - I_{2\omega}^{\text{IG}}(\psi)$ является знакопеременной (синие точки на рис. 1 *f, g*). Она достигает максимумов при $\psi = 30^\circ$ и 210° , а минимумов — при 90° и 270° при параллельных поляризациях излучения накачки и ВГ (синие точки на рис. 1 *f*). При ортогональных поляризациях падающего и регистрируемого излучения величина $I_{2\omega}^{\text{Co/Au}}(\psi) - I_{2\omega}^{\text{IG}}(\psi)$ максимальна при $\psi = 0^\circ$ и 180° , а минимальна при 120° и 300° (синие точки на рис. 1 *g*).

Для метаповерхности на основе пленки (Co/Pt)₅ разность $I_{2\omega}^{\text{Co/Pt}}(\psi) - I_{2\omega}^{\text{IG}}(\psi)$ положительна практически для всех значений угла ψ (красные точки на рис. 1 *f, g*) и достигает максимумов при $\psi = 150^\circ$ и 330° для параллельных поляризаций излучения с частотами ω и 2ω , причем высота максимумов

примерно вдвое меньше, чем для метаповерхности Co/Au (красные точки на рис. 1*f*).

4.2. Гистерезисы магнитооптического эффекта Керра и интенсивности второй гармоники

Для характеристики магнитных свойств структур были проведены измерения кривых намагничивания методом линейного магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) в сплошных референсных пленках, слое феррит-граната и двух метаповерхностях (рис. 2*a–d*). В этих исследованиях было использовано *p*-поляризованное зондирующее излучение титан-сапфирового лазера с длиной волны 790 нм, падающее на структуру под углом 45°. Из полученных зависимостей интенсивности отраженного света от напряженности приложенного меридионального магнитного поля (H) следует, что референсная пленка Co/Au демонстрирует коэрцитивность 20–30 Э (рис. 2*a*), а наблюдаемая максимальная величина магнитоиндуцированного поворота плоскости поляризации составляет около 0.02° [41]. Магнитный гистерезис пленки (Co/Pt)₅ в полярной геометрии проявляет сужение в центре и коэрцитивность около 45–50 Э, что типично для структур с магнитной анизотропией типа «легкая ось» (рис. 2*b*).

В чистом гранате для меридионального МОЭК не наблюдается петля магнитного гистерезиса, однако видны резкие изломы кривых при значении внешнего магнитного поля $H_{sat}^{\omega} \approx 500$ Э (рис. 2*c*, черная кривая), соответствующем насыщению объемной намагниченности ФГ. Угол поворота плоскости поляризации отраженного света в насыщающем поле составляет около 1° [41], что по величине на два порядка больше, чем для референсных металлических пленок (Co/Pt)₅ и Co/Au.

Из полученных данных также следует, что форма зависимости линейного коэффициента отражения от магнитного поля для меридионального МОЭК, $R(H)$, в случае метаповерхностей близка к аналогичной зависимости для чистого слоя граната, причем величины МОЭК в насыщающем поле для всех структур практически одинаковы. Таким образом, вклад объемного (на масштабах глубины проникновения света) ФГ в МОЭК оказывается определяющим.

На рис. 2*c, d* синей и красной кривыми представлены зависимости $R(H)$, полученные при намагничивании метаповерхностей вдоль короткой стороны треугольника, как показано на вставках; при дру-

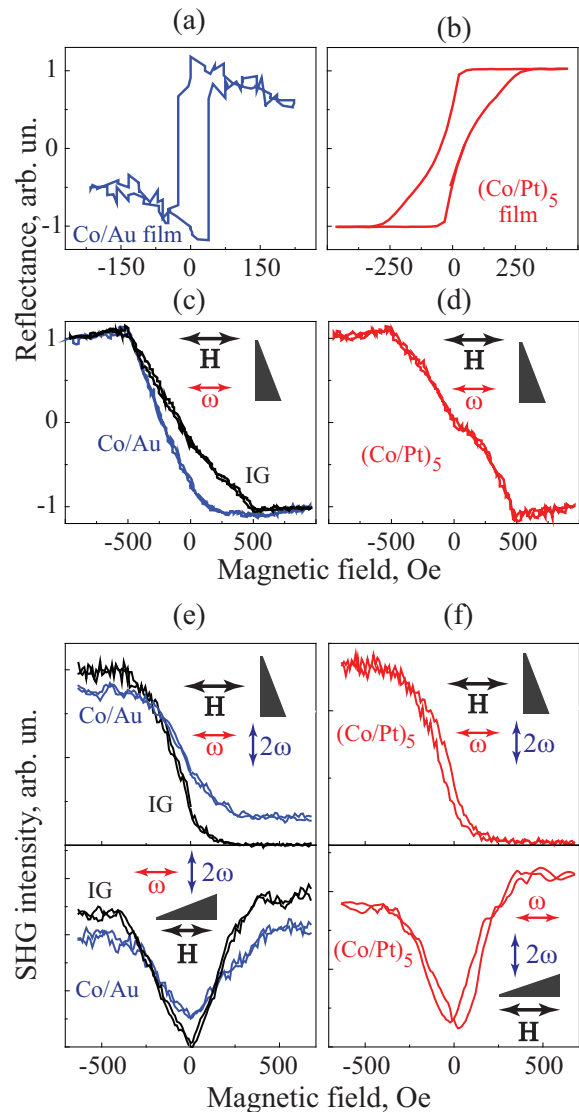


Рис. 2. Гистерезисы линейного магнитооптического эффекта Керра: *a* — в меридиональной геометрии для референсной сплошной пленки Co/Au на кремнии, *b* — в полярной геометрии для референсной сплошной пленки (Co/Pt)₅ на ситалле, *c* — в меридиональной геометрии для граната и метаповерхности Co/Au, *d* — в меридиональной геометрии для метаповерхности (Co/Pt)₅; все данные нормированы на величину МОЭК в насыщающем магнитном поле. Гистерезисы интенсивности генерации ВГ (в отн. ед.): *e* — для граната (IG) и метаповерхности Co/Au, *f* — для метаповерхности (Co/Pt)₅, в геометриях, схематично показанных на панелях

гих азимутальных положений структуры относительно внешнего магнитного поля результаты аналогичны. Форма магнитооптических гистерезисов обсуждалась в работе [39] и отражает магнитные свойства граната, модифицированного кобальтовыми треугольниками.

Зависимости интенсивности ВГ от магнитного поля ($I_{2\omega}(H)$) в пленке граната и метаповерхностях были измерены на установке, схема которой представлена на рис. 1 б; были выбраны ортогональные поляризации излучения накачки и ВГ. Измерения проведены для двух положений структуры относительно магнитного поля, ориентированного вдоль короткого или длинного катетов треугольной частицы, как показано на рис. 2 е, ф. Видно, что для разных азимутальных положений метаповерхности по отношению к $\mathbf{H}$ формы кривых намагничивания существенно различны: в первом случае они по форме аналогичны линейным (рис. 2 с, d), тогда как во втором (при ориентации $\mathbf{H}$ вдоль длинного катета частиц) зависимости $I_{2\omega}(H)$ практически четные по полю, а их выход на насыщение наблюдается при $H_{sat}^{2\omega} \approx 300$ Э. Следует также отметить, что, в отличие от линейного отклика, для метаповерхности $(\text{Co/Pt})_5$ наблюдается уширение кривой $I_{2\omega}(H)$ и появление гистерезиса, коэрцитивность составляет около 25 Э (рис. 2 ф).

4.3. Генерация магнитоиндуцированной второй гармоники в насыщающем магнитном поле

Исследована анизотропия интенсивности ВГ при приложении к структурам статического магнитного поля, насыщающего пленку граната (около 700 Э). Измерения проводились в геометрии на пропускание при угле падения излучения накачки 2–3°. Зависимости $I_{2\omega}^{\text{IG}}(\pm H, \psi)$ для чистого граната в случае параллельных поляризаций излучения накачки и ВГ показаны на рис. 3 а. Видно, что приложение магнитного поля существенно меняет симметрию нелинейно-оптического отклика. Более того, форма кривых $I_{2\omega}^{\text{IG}}(\pm H, \psi)$ при намагничивании пленки в двух взаимно перпендикулярных направлениях различна (рис. 3 а и б), что указывает на анизотропию нелинейно-оптических свойств ФГ.

Безразмерной характеристикой величины магнитоиндуцированного эффекта при генерации ВГ в насыщающем магнитном поле является магнитный контраст ВГ, вычисляемый для каждого угла ориентации плоскости поляризации накачки относительно структуры, ψ , как

$$\rho_{2\omega}(\psi) = \frac{I_{2\omega}(+H, \psi) - I_{2\omega}(-H, \psi)}{I_{2\omega}(+H, \psi) + I_{2\omega}(-H, \psi)}. \quad (1)$$

Азимутальные зависимости $\rho_{2\omega}$ рассчитаны по измеренным данным $I_{2\omega}(\pm H, \psi)$ для граната и метаповерхностей при параллельных и перпендикуляр-

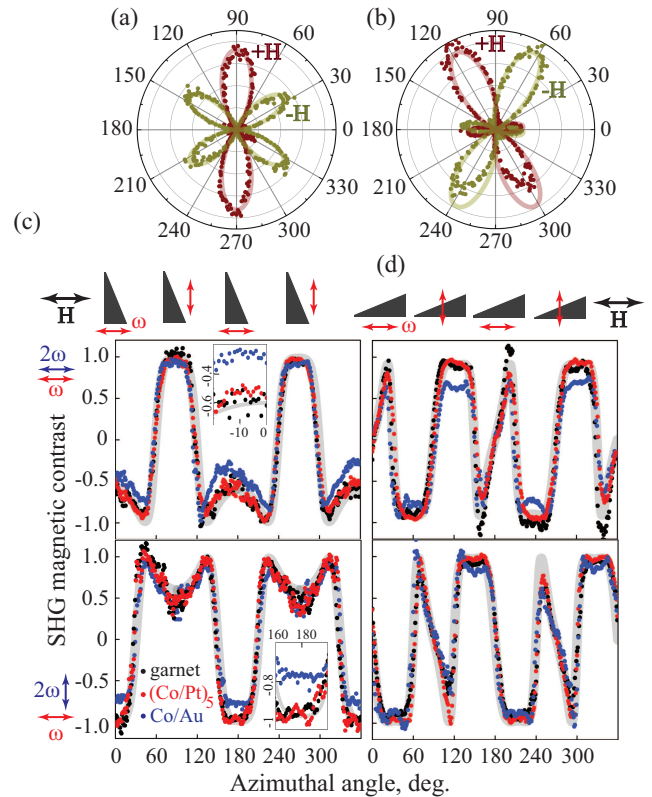


Рис. 3. а, б — Азимутальные зависимости $I_{2\omega}^{\text{IG}}(\pm H, \psi)$ в пленке граната при двух ориентациях структуры относительно лабораторной системы отсчета, параллельных поляризациях излучения накачки и ВГ, сплошные линии — результат аппроксимации формулами $I_{2\omega}^{\text{IG}, \parallel}(\pm H, \psi)$ (6), (7). с, d — Азимутальные зависимости магнитного контраста ВГ в гранате и метаповерхностях при параллельных и ортогональных поляризациях падающего и регистрируемого света, сплошные серые линии — результат аппроксимации данных для граната по формулам (1), (6), (7)

ных ориентациях падающего и регистрируемого сигнала ВГ, а также при намагничивании вдоль короткого и длинного катетов треугольников (рис. 3 с, d). Видно, что результаты для граната и метаповерхности $(\text{Co/Pt})_5$ во всех геометриях практически идентичны, магнитный контраст $\rho_{2\omega}^{\text{IG}}(\psi)$ и $\rho_{2\omega}^{\text{Co/Pt}}(\psi)$ является знакопеременным и достигающим единицы, т. е. магнитоиндуцированный вклад в интенсивность ВГ сравним с немагнитным. Формы графиков магнитного контраста для метаповерхности из частиц Co/Au , $\rho_{2\omega}^{\text{Co/Au}}(\psi)$, похожи на аналогичные данные для граната, однако для некоторых азимутальных углов (например, в окрестности $\psi = 0$ и 180° для намагничивания вдоль короткой стороны) величина магнитного контраста ВГ в метаповерхности Co/Au (синие точки на рис. 3 с) оказывается примерно в

полтора раза меньше, чем в гранате, что более явно продемонстрировано на вставках.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поверхность (111) эпитаксиальной пленки граната относится к точечной группе симметрии $3m$. Пусть zy — плоскость зеркальной симметрии ФГ в системе отсчета, связанной с образцом, а ось z перпендикулярна пленке и совпадает с осью z' лабораторной системы отсчета. В отсутствие нормальной компоненты электрического поля накачки в генерацию ВГ для структуры симметрии $3m$ в электродипольном приближении могут давать вклад следующие кристаллографические компоненты квадратичной восприимчивости [17]:

$$\chi_{yyy}^{\text{IG}} = -\chi_{yxx}^{\text{IG}} = -\chi_{xyx}^{\text{IG}} = -\chi_{xxxy}^{\text{IG}}.$$

При азимутальном повороте на угол ψ компоненты $\hat{\chi}^{(2)}$ преобразуются по правилу

$$\chi_{ijk} = T_{il}T_{jm}T_{kn}\chi_{lmn}, \quad (2)$$

где $\hat{T}$ — матрица поворота [42]. Тогда для параллельных линейных поляризаций волн зондирующего излучения и ВГ зависимость интенсивности второй гармоники от угла ψ между электрическим полем падающей волны и осью x в плоскости структуры имеет вид

$$I_{2\omega}^{\text{IG},\parallel}(\psi) \propto |E_{2\omega}^{\text{cr},\parallel}(\psi)|^2 \propto |\chi_{yyy}^{\text{IG}}|^2 \sin^2 3\psi, \quad (3)$$

где $E_{2\omega}^{\text{cr}}$ — электрическое поле ВГ, генерируемое немагнитной (кристаллографической) частью квадратичной восприимчивости материала. Для скрещенных поляризаций падающей волны и ВГ аналогичная зависимость описывается выражением

$$I_{2\omega}^{\text{IG},\perp}(\psi) \propto |E_{2\omega}^{\text{cr},\perp}(\psi)|^2 \propto |\chi_{yxx}^{\text{IG}}|^2 \cos^2 3\psi. \quad (4)$$

Таким образом, в обеих комбинациях поляризаций $I_{2\omega}^{\text{IG}}(\psi)$ должна иметь 6 равновеликих максимумов, тогда как в эксперименте это не вполне так (рис. 1 *d, e*, черные точки), что может быть связано с небольшой отстройкой от нормального падения света на структуру. Тем не менее полученные результаты позволяют определить положение плоскости симметрии поверхности граната — она приблизительно параллельна длинным катетам треугольных частиц (вдоль оси y на рис. 1 *a*). По величине сигнал ВГ от граната примерно одинаков для обеих

комбинаций поляризации, поэтому можно считать, что $|\chi_{yxx}^{\text{IG}}| \approx |\chi_{yyy}^{\text{IG}}|$.

Далее следует отметить, что в исследуемых метаповерхностях расстояния между метаатомами сравнимы с их латеральным размером, поэтому наблюдаемые оптический и нелинейно-оптический отклики метаповерхностей обусловлены усредненным по массиву откликом частиц при их облучении лазером. Для рассматриваемых ансамблей треугольных частиц, расположенных в узлах поверхностной прямоугольной решетки, операции симметрии отсутствуют, так что в генерации ВГ «участвуют» все компоненты тензора квадратичной восприимчивости с индексами x и y , что приводит к искажению 6-пиковой азимутальной зависимости интенсивности ВГ, присущей гранатовой пленке. В силу небольшого отклонения луча от нормали к поверхности структуры даже в чистой пленке граната амплитуды максимумов зависимости $I_{2\omega}^{\text{IG}}(\psi)$ различны. Данные для обеих метаповерхностей различаются по форме, величине и расположению экстремумов, несмотря на то, что исследуемые массивы наночастиц имеют одинаковую геометрию. Результаты, приведенные на рис. 1 *f, g*, аппроксимированы следующими функциями, соответствующими выражению (2):

$$\begin{aligned} (I_{2\omega}^{\text{Co/Au,Co/Pt}}(\psi) - I_{2\omega}^{\text{IG}}(\psi))^{\parallel} &\propto |\chi_{xxx} \cos^3 \psi - (2\chi_{xxy} + \chi_{yxx}) \sin \psi \cos^2 \psi - \chi_{yyy} \sin^3 \psi + \\ &+ (\chi_{xyy} + 2\chi_{yxy}) \sin^2 \psi \cos \psi|^2 - |\chi_{yyy}^{\text{IG}} \sin 3\psi|^2, \\ (I_{2\omega}^{\text{Co/Au,Co/Pt}}(\psi) - I_{2\omega}^{\text{IG}}(\psi))^{\perp} &\propto |\chi_{yxx} \cos^3 \psi - (2\chi_{xxy} - \chi_{yyy}) \sin^2 \psi \cos \psi - \chi_{xyy} \sin^3 \psi + \\ &+ (\chi_{xxx} - 2\chi_{yxy}) \cos^2 \psi \sin \psi|^2 - |\chi_{yxx}^{\text{IG}} \cos 3\psi|^2, \end{aligned} \quad (5)$$

результаты аппроксимации представлены на рис. 1 *f, g* сплошными линиями, при аппроксимации варьировались значения компонент тензора квадратичной восприимчивости, результаты приведены в таблице. Ввиду большого числа параметров (шесть комплексных компонент тензора квадратичной восприимчивости массива) полученные из аппроксимации значения χ_{ijk} сложно интерпретировать. Важно, что все компоненты различаются по величине и по фазе для массива Co/Au и (Co/Pt)₅, несмотря на то, что обе метаповерхности имеют одинаковую симметрию. Дело в том, что в металлических наноструктурах компоненты χ_{ijk} определяются не только формой частиц, но и распределением локального поля в них [43], которое, в свою очередь, зависит от длины волны излучения

Таблица. Значения компонент тензора квадратичной восприимчивости для метаповерхностей на гранате, приведенные в единицах χ_{yyy}^{IG} . Погрешность всех значений примерно ± 0.5 отн. ед.

	χ_{xxx}	χ_{xxy}	χ_{xyy}	χ_{yxx}	χ_{yxy}	χ_{yyy}
Co/Au	0.25	-0.35	-0.25	0.30	0.20	-0.20
(Co/Pt) ₅	0.20	0.35	-0.20	-0.20	0.10	-0.10

и материала частиц. По-видимому, разная локализация поля накачки в частицах субмикронного размера приводит к искажению азимутальной анизотропии отклика ВГ. Кроме того, в генерации ВГ могут играть роль компоненты тензора $\hat{\chi}^{(2)}$, индуцированные остаточной намагниченностью массива ферромагнитных частиц, направленной в плоскости структуры в массиве Co/Au и вдоль нормали к структуре в случае массива частиц (Co/Pt)₅.

Отметим также, что в среднем наблюдается усиление квадратичного нелинейно-оптического сигнала в метаповерхностях по сравнению с чистым гранатом. На основании экспериментальных зависимостей получены следующие оценки: $\langle I_{2\omega}^{Co/Au, \parallel} \rangle_{\psi} / \langle I_{2\omega}^{IG, \parallel} \rangle_{\psi} \approx 1.3$, $\langle I_{2\omega}^{Co/Pt, \parallel} \rangle_{\psi} / \langle I_{2\omega}^{IG, \parallel} \rangle_{\psi} \approx 1.25$, $\langle I_{2\omega}^{Co/Au, \perp} \rangle_{\psi} / \langle I_{2\omega}^{IG, \perp} \rangle_{\psi} \approx 1.25$, $\langle I_{2\omega}^{Co/Pt, \perp} \rangle_{\psi} / \langle I_{2\omega}^{IG, \perp} \rangle_{\psi} \approx 1.15$, где угловые скобки обозначают усреднение по всем азимутальным углам ψ . Можно предположить, что данное усиление связано с локализацией и возрастанием оптического поля на частоте накачки в наночастицах вследствие так называемого эффекта громоотвода [41].

Обсудим магнитный нелинейно-оптический отклик структур. При приложении статического магнитного поля вдоль оси x (т.е. при такой ориентации образца, при которой оси x и x' совпадают) в структуре появляются дополнительные магнитоиндуцированные компоненты тензора квадратичной восприимчивости. Для чистого граната это компоненты: $\chi_{yyy}^{magn} = 2\chi_{xyx}^{magn} + \chi_{yxx}^{magn}$ [30], тогда по формуле (2) получим для него магнитоиндуцированный вклад в электрическое поле на частоте ВГ: $E_{2\omega}^{magn, \parallel}(\psi) \propto \chi_{yyy}^{magn} \sin \psi$ в параллельных поляризациях излучения накачки и ВГ, $E_{2\omega}^{magn, \perp}(\psi) \propto \chi_{yxx}^{magn} \cos \psi$ — в ортогональных. Отметим, что азимутальный поворот граната на 90° относительно магнитного поля (т.е. при совпадении осей x' и y) приводит к тому, что зависимости $E_{2\omega}^{cr}(\psi)$ сдвигаются по угловой шкале на 90° . В свою очередь, зависимость магнитоиндуцированной компоненты поля $E_{2\omega}^{magn}(\psi)$ от азимутального угла остается той же, однако величина магнитоиндуци-

рованных компонент квадратичной восприимчивости меняется. Это связано с тем, что намагничивание вдоль плоскости симметрии (вдоль y) понижает симметрию поверхности граната, в отличие от намагничивания перпендикулярно такой плоскости (вдоль x).

Таким образом, при латеральном намагничивании вдоль плоскости симметрии поверхности граната (вдоль y) зависимости интенсивности ВГ в параллельных и перпендикулярных поляризациях излучения накачки и ВГ от угла ψ имеют вид

$$\begin{aligned} I_{2\omega}^{IG, \parallel}(\pm H, \psi) &\propto |\mathbf{E}_{2\omega}^{cr, \parallel}(\psi) \pm \mathbf{E}_{2\omega}^{magn, \parallel}(\psi)|^2 \propto \\ &\propto |\chi_{yyy}^{IG} \cos 3\psi \pm \chi_{yyy}^{magn} \sin \psi|^2, \\ I_{2\omega}^{IG, \perp}(\pm H, \psi) &\propto |\mathbf{E}_{2\omega}^{cr, \perp}(\psi) \pm \mathbf{E}_{2\omega}^{magn, \perp}(\psi)|^2 \propto \\ &\propto |\chi_{yxx}^{IG} \sin 3\psi \pm \chi_{yxx}^{magn} \cos \psi|^2. \end{aligned} \quad (6)$$

При намагничивании поперек плоскости симметрии (вдоль x) интенсивность ВГ описывается формулами

$$\begin{aligned} I_{2\omega}^{IG, \parallel}(\pm H, \psi) &\propto |\mathbf{E}_{2\omega}^{cr, \parallel}(\psi) \pm \mathbf{E}_{2\omega}^{magn, \parallel}(\psi)|^2 \propto \\ &\propto |\chi_{yyy}^{IG} \sin 3\psi \pm \chi_{yyy}^{magn} \sin \psi|^2, \\ I_{2\omega}^{IG, \perp}(\pm H, \psi) &\propto |\mathbf{E}_{2\omega}^{cr, \perp}(\psi) \pm \mathbf{E}_{2\omega}^{magn, \perp}(\psi)|^2 \propto \\ &\propto |\chi_{yxx}^{IG} \cos 3\psi \pm \chi_{yxx}^{magn} \cos \psi|^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Экспериментальные данные для $I_{2\omega}^{IG, \parallel}(\pm H, \psi)$ (рис. 3 а, б) были аппроксимированы выражениями (6), (7), результат показан сплошными линиями. Из аппроксимации азимутальных зависимостей магнитного контраста ВГ в гранате (рис. 3 в, д) по формулам (1), (6), (7) были определены соотношения кристаллографических и магнитоиндуцированных компонент для поверхности ФГ:

1) при намагничивании поперек плоскости симметрии

$$|\chi_{yyy}^{magn}|/|\chi_{yyy}^{IG}| \approx 1, \quad \arg(\chi_{yyy}^{magn}) - \arg(\chi_{yyy}^{IG}) \approx 10^\circ;$$

2) при намагничивании вдоль плоскости симметрии

$$|\chi_{yyy}^{magn}|/|\chi_{yyy}^{IG}| \approx 1.1, \quad \arg(\chi_{yyy}^{magn}) - \arg(\chi_{yyy}^{IG}) \approx 20^\circ.$$

Таким образом, в гранате магнитоиндуцированный вклад в генерацию ВГ равен по величине немагнитному (во второй ориентации — даже превосходит немагнитный), а по фазе отличается на 10° или 20° . Отметим, что поскольку магнитный нелинейно-оптический отклик определяется аксиальным вектором намагниченности, то в непоглощающей среде

фазы магнитоиндуцированных и немагнитных компонент различаются на $\pi/2$. По-видимому, в гранате малый сдвиг фаз между χ_{yyy}^{magn} и χ_{yyy}^{IG} определяется высоким поглощением граната на длине волны ВГ (395 нм).

Азимутальная зависимость магнитного контраста в метаповерхности $(\text{Co/Pt})_5$ практически не отличается от таковой для чистого граната. Однако в метаповерхности Co/Au при некоторых значениях ψ величина магнитного контраста примерно в полтора раза ниже. Из-за большого количества компонент тензоров кристаллографической и магнитоиндуцированной квадратичной восприимчивости данной метаповерхности выделить вклад каждой из них в зависимость $\rho_{2\omega}(\psi)$ не представляется возможным, однако можно заключить, что эффективные магнитоиндуцированные вклады массива частиц и слоя ФГ во вторую гармонику находятся в противофазе. Это согласуется с данными, представленными в [41], из которых следует, что знаки магнитного нелинейно-оптического эффекта в референсной пленке Co/Au и в гранате противоположны. При этом вклад наночастиц Co/Au в генерацию магнитоиндуцированной ВГ в насыщающем поле заметен на фоне нелинейно-оптического отклика граната.

Наконец, обсудим зависимости интенсивности ВГ от приложенного магнитного поля. В чистом гранате форма зависимости $I_{2\omega}^{IG,\perp}(H)$ определяется ориентацией поверхности относительно магнитного поля (рис. 2 е, черные линии). Так, при намагничивании поперек плоскости симметрии граната (та же ориентация, что и при намагничивании вдоль короткой стороны треугольников, т. е. вдоль оси x) гистерезис интенсивности ВГ имеет нулевую коэрцитивность, по форме похож на кривую намагничивания граната в линейном отклике, однако поля насыщения различаются — $H_{sat}^{\omega} \approx 500$ Э, $H_{sat}^{2\omega} \approx 300$ Э, что отражает разную локализацию источников магнитного сигнала — «объем» пленки на глубине проникновения света в случае МОЭК и интерфейсы для магнитоиндуцированной ВГ. Заметим, что при других ориентациях плоскости поляризации лазерного излучения зависимости $I_{2\omega}^{IG,\perp}(H)$ качественно похожи на график, представленный на рис. 2 е, верхняя панель.

При ориентации внешнего магнитного поля вдоль плоскости симметрии ФГ (вдоль оси y) и для $\psi = 0^\circ$ зависимость $I_{2\omega}^{IG,\perp}(H)$ является четной по H , поскольку для такой ориентации отсутствуют компоненты кристаллографического нелинейного отклика (в соответствии с формулами (6) этот вклад $\chi_{yxx}^{IG} \sin 3\psi$). В этом случае генерация

ВГ определяется только магнитоиндуцированной компонентой восприимчивости $\chi_{yxx}^{magn} \cos 3\psi$ и интенсивность соответствующего отклика является четной функцией намагниченности.

Зависимости интенсивности ВГ, генерируемой метаповерхностью Co/Au , от приложенного магнитного поля качественно аналогичны наблюдаемым для чистого граната (рис. 2 е). Однако при намагничивании вдоль короткой стороны треугольников магнитный контраст интенсивности ВГ в массиве примерно в 1.5 раза меньше по сравнению с ФГ (рис. 2 е, синяя кривая). Таким образом, магнитный нелинейно-оптический отклик частиц Co/Au хорошо заметен в насыщающем магнитном поле.

В метаповерхности $(\text{Co/Pt})_5$ ситуация другая — в насыщающем (для граната) плоскостном поле 700 Э магнитный контраст в массиве частиц и пленке ФГ одинаковый, что может быть связано с тем, что намагниченность мультислойных метаатомов направлена перпендикулярно их поверхности, а намагниченность ФГ — вдоль внешнего поля. В то же время для близких к нулю значений магнитного поля возникает магнитный гистерезис МОЭК с коэрцитивностью около 25 Э (рис. 2 ф), что отражает наличие массива частиц $(\text{Co/Pt})_5$ в структуре.

Подчеркнем, что оба эффекта, т. е. уменьшение магнитного контраста ВГ при плоскостной намагниченности в случае метаповерхности Co/Au и наличие коэрцитивности при нормальной намагниченности в массиве $(\text{Co/Pt})_5$, не наблюдаются в зависимостях линейного МОЭК от магнитного поля, а проявляются только в нелинейно-оптическом отклике. Вероятно, это связано с тем, что эффекты локализации и усиления поля накачки в наночастицах увеличивают их кристаллографический и магнитоиндуцированный квадратичный отклик на фоне генерации ВГ в гранате.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследованы особенности квадратичного нелинейно-оптического отклика слоя эпитаксиального феррит-граната с регулярными массивами планарных ферромагнитных частиц на его поверхности. Обнаружена выраженная анизотропия интенсивности генерации второй гармоники такой структуры, отражающая наличие двух сопоставимых по величине источников квадратичной нелинейной восприимчивости, связанных с откликом поверхности ФГ симметрии (111) и массива асимметричных металлических частиц.

Показано, что магнитоиндуцированные вклады в генерацию ВГ в случае чистой поверхности граната и магнитной метаповерхности с частицами $(\text{Co/Pt})_5$ соизмеримы с кристаллографическим (немагнитным) вкладом, модуль магнитного контраста достигает единицы. Для метаповерхности с частицами Co/Au фазы магнитоиндуцированного и кристаллографического вкладов в генерацию ВГ противоположны, что приводит к снижению эффективности магнитного нелинейно-оптического отклика для определенных азимутальных ориентаций структуры. Описанные эффекты отсутствуют в линейном магнитооптическом отклике и связаны с сильной локализацией полей накачки в магнитных металлических частицах.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-20103-П). Разработка и характеристика образцов проводилась с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (Институт физики микроструктур РАН).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Климов, *Наноплазмоника*, Физматлит, Москва (2009).
2. P. Vabishchevich and Yu. Kivshar, *Photon. Res.* **11**, 020B50-15 (2023).
3. M. Rahmani, G. Leo, I. Brener, A. V. Zayats, S. A. Maier, C. De Angelis, H. Tan, V. F. Gili, F. Karouta, R. Oulton, K. Vora, M. Lysevych, I. Staude, L. Xu, A. E. Miroshnichenko, C. Jagadish, and D. N. Neshev, *Opto-Electron. Adv.* **1**, 180021 (2018).
4. N. M. Litchinitser and V. M. Shalaev, *Laser Phys. Lett.* **5**, 411 (2008).
5. A. S. Kalmykov, R. V. Kirtaev, D. V. Negrov, Y. G. Vainer, P. N. Melentiev, and V. I. Balykin, *Laser Phys. Lett.* **17**, 105901 (2020).
6. T. Hiroki, N. Daisuke, Ch. Yongzhi, F. A. Aminulloh, and W. Hiroki, *Appl. Phys. Lett.* **123**, 191703 (2023).
7. Z. Man, S. Zhang, Z. Bai, Y. Zhang, X. Ge, F. Xing, Y.-P. Sun, and S. Fu, *Laser Phys. Lett.* **16**, 026001 (2019).
8. V. Amendola, R. Pilot, M. Frascioni, O. M. Maragò, and M. A. Iatì, *J. Phys.: Condens. Matter* **29**, 203002 (2017).
9. A. V. Baryshev, H. Uchida, and M. Inoue, *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 2371 (2013).
10. S. Linden, A. Christ, J. Kuhl, and H. Giessen, *Appl. Phys. B* **73**, 311 (2011).
11. Y. Chu, E. Schonbrun, T. Yang, and K. B. Crozier, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 181108 (2008).
12. B. K. Canfield, S. Kujala, K. Laiho, K. Jefimovs, J. Turunen, and M. Kauranen, *Opt. Express* **14**, 950 (2006).
13. V. K. Valev, N. Smisdom, A. V. Silhanek, B. De Clercq, W. Gillijns, M. Ameloot, V. V. Moshchalkov, and T. Verbiest, *Nano Lett.* **9**, 3945 (2009).
14. A. Papakostas, A. Potts, D. M. Bagnall, S. L. Prosvirnin, H. J. Coles, and N. I. Zheludev, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 107404 (2003).
15. Z. M. Liu, H. J. Li, H. Q. Xu, and G. T. Cao, *Opt. Commun.* **285**, 3781 (2012).
16. Н. Бломберген, *Нелинейная оптика*, Мир, Москва (1966).
17. P. Guyot-Sionnest, W. Chen, and Y. R. Shen, *Phys. Rev. B* **33**, 8254 (1986).
18. A. Wokaun, J. G. Bergman, J. P. Heritage, A. M. Glass, P. F. Liao, and D. H. Olson, *Phys. Rev. B* **24**, 849 (1981).
19. V. K. Valev, A. V. Silhanek, N. Verellen, W. Gillijns, P. Van Dorpe, O. A. Aktsipetrov, G. A. E. Vandenbosch, V. V. Moshchalkov, and T. Verbiest, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 127401 (2010).
20. J. T. Collins, D. C. Hooper, A. G. Mark, Ch. Kuppe, and V. K. Valev, *ACS Nano* **12**, 5445 (2018).
21. D. C. Hooper, A. G. Mark, Ch. Kuppe, J. T. Collins, P. Fischer, and V. K. Valev, *Adv. Mater.* **29**, 1605110 (2017).
22. R.-P. Pan, H. D. Wei, and Y. R. Shen, *Phys. Rev. B* **39**, 1229 (1989).
23. H. K. Bennemann, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 679 (1999).
24. K. Sato, A. Kodama, M. Miyamoto, A. V. Petukhov, K. Takanashi, S. Mitani, H. Fujimori, A. Kirilyuk, and T. Rasing, *Phys. Rev. B* **64**, 184427 (2001).
25. A. Kirilyuk, *J. Magn. Magn. Mater.* **35**, R189 (2002).
26. И. А. Колмычек, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский, Т. В. Мурзина, *Вестник Московского ун-в., сер. 3, Физика, Астрономия* **79**, 2420401 (2024).
27. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, М. П. Темиряева, А. Г. Темиряев, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 665 (2012).

28. Е. А. Мамонов, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский, М. П. Темирязева, А. Г. Темирязов, А. А. Федорова, М. В. Логунов, С. А. Никитов, Т. В. Мурзина, *ЖЭТФ* **163**, 41 (2023).
29. A. Maydykovskiy, M. Temiryazeva, A. Temiryazev, and T. Murzina, *Appl. Sci.* **13**, 8828 (2023).
30. V. N. Gridnev, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **63**, 184407 (2001).
31. В. В. Павлов, Р. В. Писарев, М. Fiebig, D. Frohlich, *ФТТ* **45**, 630 (2003).
32. S. V. Lebedev, *J. Appl. Phys.* **79**, 5982 (1996).
33. A. Bonda, S. Uba, and L. Uba, *Acta Phys. Polon. A* **127**, 511 (2015).
34. О. А. Аксипетров, В. А. Аleshkevich, А. В. Melnikov, Т. В. Misuryaev, Т. В. Murzina, and V. V. Randoshkin, *J. Magn. Magn. Mater.* **165**, 421 (1997).
35. P. Kumar, A. I. Maydykovskiy, M. Levy, N. V. Dubrovina, and O. A. Aktsipetrov, *Opt. Express* **18**, 1076 (2010).
36. R. V. Pisarev, B. B. Krichevtsov, V. N. Gridnev, V. P. Klint, D. Frohlich, and Ch. Pahlke-Lercht, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 8621 (1993).
37. F. Hansteen, O. Hunderi, T. H. Johansen, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **70**, 094408 (2004).
38. M. P. Temiryazeva, I. A. Kolmychek, A. G. Temiryazev, V. B. Novikov, A. I. Maydykovskiy, N. S. Gusev, E. V. Skorokhodov, S. A. Gusev, S. A. Nikitov, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, *J. Magn. Magn. Mater.* **610**, 172534 (2024).
39. I. A. Kolmychek, E. I. Zhaboev, V. B. Novikov, A. I. Maydykovskiy, N. S. Gusev, E. V. Skorokhodov, and T. V. Murzina, *Opt. Mater. Express* **14**, 2419 (2024).
40. P. Metaxas, P.-J. Zermatten, and R. Novak, *J. Appl. Phys.* **113**, 073906 (2013).
41. I. A. Kolmychek, K. A. Smirnov, E. I. Zhaboev, A. A. Dotsenko, N. S. Gusev, E. V. Skorokhodov, S. A. Gusev, V. B. Novikov, V. I. Panov, A. I. Maydykovskiy, and T. V. Murzina, *Laser Phys. Lett.* **22**, 015401 (2025).
42. H. W. K. Tom, T. F. Heinz, and Y. R. Shen, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1983 (1983).
43. I. A. Kolmychek, E. A. Mamonov, V. E. Bochenkov, and T. V. Murzina, *Opt. Lett.* **44**, 5473 (2019).