Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 10, с. 848 – 856 © 2026 г. 25 ноября

Оптическая микроскопия решетки цилиндрических магнитных доменов в феррите граната, зафиксированных метаповерхностью Co/Au

И. А. Колмычек[+1)], *Е. И. Жабоев*[+], *Н. С. Гусев*[*], *С. А. Гусев*[*], *Н. Н. Перова*[+], *Т. В. Мурзина*[+]

[+]*Физический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*]*Институт физики микроструктур РАН, 603087 Н. Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 25 августа 2026 г.
После переработки 10 сентября 2026 г.
Принята к публикации 9 октября 2026 г.

Пленки ферритов гранатов являются наиболее активно исследуемыми магнитными диэлектриками. Одно из перспективных направлений состоит в изучении доменной структуры граната и управлении ее параметрами, в том числе за счет пиннинга доменных границ. В настоящей работе методами линейной и нелинейной оптической микроскопии для пленки феррита граната толщиной 5 мкм с нанесенной на нее метаповерхностью Co/Au продемонстрирована фиксация решетки цилиндрических магнитных доменов в отсутствие внешнего магнитного поля, тогда как в чистом гранате цилиндрические магнитные домены нестабильны. С использованием метода микроскопии оптической второй гармоники фиксация решетки доменов позволила обнаружить "цветкообразное" распределение интенсивности второй гармоники в области каждого цилиндрического домена на границе раздела с немагнитной подложкой. На основе анализа поляризационной зависимости карт распределения сигнала второй гармоники сделано предположение, что в эксперименте наблюдаются поверхностные замыкающие домены.

DOI: 10.7868/S3034576626110210

1. Введение. Формирование магнитных доменов и устойчивых магнитных квазичастиц в различных типах магнетиков стабильно вызывает большой интерес исследователей. С фундаментальной точки зрения важно изучить базовые физические принципы организации доменов, тогда как прикладная задача состоит в разработке методов управления их структурой и основными параметрами [1–3]. Одним из наиболее изученных и перспективных магнитных материалов являются пленки ферритов гранатов (ФГ) состава $Me_3Fe_5O_{12}$, где Me – тяжелый редкоземельный элемент или иттрий [4]. Высокая магнитооптическая активность ФГ и его прозрачность в красном и инфракрасном диапазонах спектра [5–8] позволяют изучать доменную структуру гранатов оптическими методами [9], исследовать возможности манипулирования параметрами света с помощью магнитного поля, что делает их уникальными объектами для изучения свойств доменов и управления ими. Известно, что в эпитаксиальных пленках ФГ толщиной несколько микрометров возможно образование полосовых доменов, причем распределение намагниченности в приповерхностной области определяется наличием и структурой поверхностных замыкающих доменов [10].

Поиск эффективных методов закрепления доменов и формирования контролируемой доменной структуры является важной задачей для разработки и оптимизации устройств на основе доменных стенок. Как было показано для пленок ферромагнитных металлов [11–13], фиксацию доменных стенок (так называемый "пиннинг", от англ. "*pinning*") можно реализовать путем введения в пленку структурных дефектов, а также за счет иных способов модификации локальных свойств пленок. Альтернативный подход заключается в нанесении на магнитную пленку ферромагнитного слоя или метаповерхности. Основным механизмом эффекта пиннинга считается магнитостатическое взаимодействие магнитных моментов мета-атомов с полем рассеяния доменных стенок или поверхностными доменами; в случае эпитаксиальных или металлических многослойных структур также обсуждается роль обменного взаимодействия в возникновении этого эффекта [11–13]. В последнее время было показано, что регулярные массивы частиц или полосок ферромагнитных металлов толщиной 20–30 нм могут осуществлять пиннинг полосовых доменов (блохов-

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

ских доменных стенок) в пленках граната толщиной 5–10 мкм, что проявляется как в изменении ориентации доменов в плоскости пленки, так и в фиксации их ширины в достаточно широком диапазоне приложенного плоскостного магнитного поля [14, 15], при этом немагнитная метаповерхность не оказывает влияния на полосовую доменную структуру ФГ [15].

В 1960-х годах было показано, что под действием внешнего магнитного поля **H**, приложенного вдоль нормали к поверхности, полосовая доменная структура пленки граната может стать нестабильной и домены с намагниченностью, антипараллельной **H**, распадаются на цилиндрические магнитные домены (ЦМД) ("*bubbles*" в англоязычной литературе) с намагниченностью, направленной против внешнего поля [16, 17]. Характерными особенностями ЦМД в ФГ являются их высокая подвижность и относительно малый диаметр (несколько микрометров), зависящий от толщины и состава пленки [18]. Благодаря дипольным силам отталкивания, массив ЦМД может образовывать упорядоченную систему – двумерную гексагональную решетку. В 1970-х годах было предложено использовать ЦМД для записи и передачи информации; однако их нестабильность препятствовала дальнейшему развитию этого технологического направления [17, 19]. Одним из предложенных способов стабилизации цилиндрических доменов было формирование дополнительных магнитных субмикрочастиц на поверхности граната для локальной модификации магнитного поля на поверхности пленки граната [18].

Создание и исследование метаповерхностей и гетероструктур требует развития высокочувствительных и неинвазивных методов их диагностики. Наиболее известными подходами визуализации магнитных доменов являются поляризационная магнитооптическая микроскопия [9], методы рентгеновской дифракции, лоренцевская и магнитно-силовая микроскопия (МСМ) [20, 21]. В этом аспекте нелинейно-оптический метод генерации второй гармоники (ВГ) продемонстрировал уникальные возможности. Предпочтительная локализация источников ВГ на границах раздела центросимметричных сред приводит к высокой чувствительности этого метода к свойствам поверхностей, границ раздела и наноструктур [22, 23]. В магнитных средах возможна генерация магнитоиндуцированной ВГ (МВГ), интенсивность, фаза и/или поляризация которой зависят от магнитных свойств материала [24, 25], что приводит к зависимости сигнала ВГ от **H** в соответствии с выражением $I_{2\omega}(\mathbf{H}) \propto |\mathbf{E}^0_{2\omega} + \mathbf{E}^M_{2\omega}|^2$. Здесь введены не зависящая от намагниченности M напряженность электрического поля на частоте ВГ, $\mathbf{E}^0_{2\omega}$, и магнитноиндуцированная компонента поля $\mathbf{E}^M_{2\omega}$. В результате интерференции этих вкладов возникает линейная по M составляющая полной интенсивности сигнала ГВГ, которая является мерой магнитного отклика структуры. Методом генерации МВГ изучались магнитные свойства поверхностей магнетиков, нано- и микроструктур, а также неоднородных состояний намагниченности [26–29].

Исследования полосовой и поверхностной (интерфейсной) доменной структуры пленок ФГ методами микроскопии оптических второй и третьей гармоник были выполнены совсем недавно [30–33]. Высокое пространственное разрешение этих нелинейно-оптических методик и локализация источников гармоник на границах раздела пленки ФГ позволили визуализировать поверхностные (замыкающие) домены, расположенные поверх полосовых. В то же время нелинейно-оптических исследований структуры ЦМД в эпитаксиальном гранате толщиной в несколько мкм до сих пор проведено не было. В данной работе предложен метод фиксации гексагональной структуры цилиндрических магнитных доменов в пленке граната толщиной 5 микрометров за счет формирования на ее поверхности ферромагнитной металлической метаповерхности, и исследование ЦМД нелинейно-оптическими методами.

2. Исследуемые структуры. Эпитаксиальная пленка редкоземельного граната $(Lu, Bi)_3Fe_5O_{12}$ толщиной 5 мкм была выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) кристаллографической ориентации (111). Магнитно-силовая микроскопия показала, что в этой пленке граната в отсутствие внешнего магнитного поля образуются объемные полосовые магнитные домены с периодом $D \approx 5$ мкм, а также зигзагообразные поверхностные замыкающие домены с периодом $D \approx 2$ мкм. Увеличение приложенного в плоскости магнитного поля приводит к уменьшению периода полосовой доменной структуры в соответствии с результатами, описанными ранее [15]. Насыщающее латеральное поле пленки граната, соответствующее исчезновению ПД, составляет около 500 Э, что следует как из анализа магнитооптического отклика [15], так и из исследований, проведенных на вибрационном магнитометре LakeShore 7407 (рис. 1a, красная кривая). По кривой намагничивания также были определены намагниченность насыщения (в плоскости пленки) $M_s = 0.47$ эрг/Э и константа анизотропии $K = 3.5 \cdot 10^4$ эрг/см^3.

Ферромагнитная пленка, образованная слоями кобальта толщиной 20 нм и золота толщиной 10 нм, была нанесена на поверхность граната методом магнетронного распыления, подробно описанным в [15]. Для пленки Co/Au поле коэрцитивности составляет 20–30 Э, остаточная намагниченность ориентирована в плоскости пленки. С помощью электронно-лучевой литографии был изготовлен массив полос Co/Au шириной $b = 0.9$ мкм и периодом $d = 2.5$ мкм (рис. 1b), размер массива 100×100 мкм. Период структуры близок к ширине домена в чистой пленке ФГ при $\mathbf{H} = 0$.

3. Пиннинг цилиндрических доменов.

3.1. Методика исследования. Объемная доменная структура ФГ исследовалась методом оптической поляризационной микроскопии. В эксперименте широкополосное излучение светодиода проходило через поляризатор (призма Глана–Тейлора) и фокусировалось на образце с помощью объектива Mitutoyo Plan APO 100×0.7 NA. Прошедший свет собирался конфокальным объективом, проходил через анализатор (призма Глана–Тейлора), установленный под углом 60° к плоскости поляризации зондирующего света. Полученное изображение регистрировалось с помощью CMOS-камеры. Поскольку поляризация прошедшего излучения меняется в зависимости от направления намагниченности [34], то в случае полосовой доменной структуры наблюдался набор светлых и темных полос, а для решетки ЦМД – гексагональный массив темных/светлых кругов на светлом/темном фоне, аналогично представленным на рис. 1c.

Отметим, что, поскольку толщина слоев кобальта (20 нм) и граната (5 мкм) различается в 250 раз, полученное изображение отражает доменную структуру объема пленки ФГ; металлическая метаповерхность видна как массив равноудаленных темных узких полос на рис. 1d–f.

3.2. Результаты. Вначале методом поляризационной микроскопии были изучены ЦМД в чистой гранатовой пленке без Co/Au метаповерхности (рис. 1). Зарождение ЦМД наблюдается при приложении к ФГ нормального магнитного поля с напряженностью $H \approx 1050$ Э. Затем при $|\mathbf{H}| \sim \sim 1100{-}1250$ Э формируется гексагональная структура ЦМД с расстоянием между центрами соседних доменов 6.5–6.7 мкм и диаметром домена ~ 2.5 мкм (см. рис. 1a); при дальнейшем увеличении магнитного поля до $|\mathbf{H}| \approx 1300$ Э домены исчезают. Аналогичная последовательность трансформации доменной структуры наблюдалась при уменьшении магнитного поля; в его отсутствие формируются лабиринтные домены.

Присутствие магнитной метаповерхности существенно изменяет этот сценарий. Действительно, намагничивание структуры статическим магнитным полем, имеющим нормальную составляющую к пленке ФГ, приводит к формированию под Co/Au решеткой гексагонального массива ЦМД, который сохраняется даже при снятии внешнего поля $\mathbf{H}$ (рис. 1c, d), в то время как вне метаповерхности наблюдается полосовая доменная структура с ориентацией доменов вдоль плоскостной компоненты намагничивающего поля $\mathbf{H}_\tau$. Исключение составляет небольшая область возле края металлической решетки, где в некоторых случаях также наблюдается массив ЦМД (нижняя правая часть рис. 1e). При этом расстояние между центрами доменов составляет 5 мкм, т.е. оно согласовано с периодом исследованной метаповерхности ($d = 2.5$ мкм); диаметр ЦМД в отсутствие поля $\mathbf{H}$ составляет ~ 3.4 мкм. В центральной части массива есть области, где ЦМД расположены между Co/Au полосками (рис. 1f). При приложении к структуре нормального магнитного поля 1200–1300 Э период гексагонального массива ЦМД увеличивается, а диаметр доменов уменьшается до 2.5 мкм (рис. 1d), и изображение магнитной структуры становится аналогичным картине в чистом ФГ (рис. 1c). Отметим, что сканирование по толщине пленки граната методом линейной оптической микроскопии показало, что оси ЦМД перпендикулярны поверхности подложки – при фокусировке лазерной перетяжки на верхнюю и нижнюю границы пленки ФГ положения центров ЦМД совпадали.

4. Генерация второй гармоники.

4.1. Методика исследования. В нелинейно-оптических экспериментах в качестве накачки использовалось излучение фемтосекундного Ti:Sa лазера с длиной волны 800 нм, падающее на образец под нормалью со стороны Co/Au поверхностной решетки. Объектив Mitutoyo Plan APO 100×0.7 NA фокусировал свет лазера на структуре, расположенной на трехкоординатном пьезо-трансляторе, в пятно диаметром около 0.7 мкм, прошедшее излучение собиралось аналогичным конфокальным объективом. Излучение второй гармоники, выделенное необходимым набором фильтров, проходило через анализатор (призма Глана–Тейлора) и детектировалось с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) (Hamamatsu R4220), работавшего в режиме счета фотонов.

Измерялось распределение интенсивности ГВГ в плоскости образца при фокусировке излучения на-

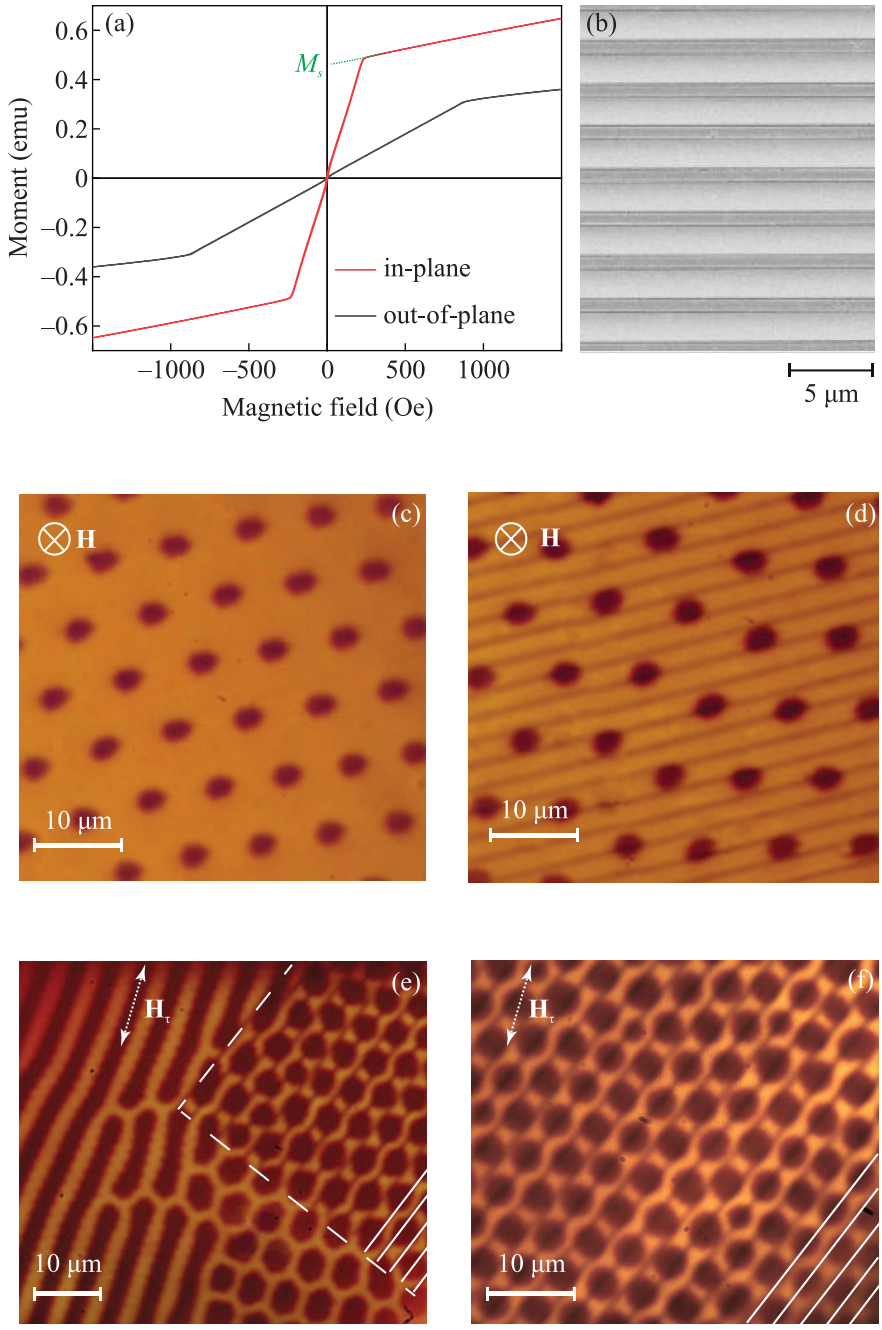


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Кривые намагничивания для пленки граната при приложении к структуре латерального (красная линия) и нормального (черная линия) магнитного поля; (b) – изображение исследуемой метаповерхности на гранате в сканирующем электронном микроскопе. Изображения структур в поляризационном микроскопе: (c) – пленка чистого граната, нормальное поле $\mathbf{H} = 1200$ Э; (d) – решетка Co/Au с периодом $d = 2.5$ мкм, нормальное поле $\mathbf{H} = 1200$ Э; (e), (f) – край и центральная часть решетки Co/Au с периодом $d = 2.5$ мкм, $\mathbf{H} = 0$; направление плоскостной компоненты магнитного поля, приложенного и выключенного перед измерением, показано пунктирными стрелками, некоторые полосы кобальта выделены сплошными белыми линиями

качки на границе раздела ФГ/ГГГ; площадь сканирования составляла до 25×25 мкм, шаг – 100–150 нм. Поскольку излучение ВГ с длиной волны $\lambda = 400$ нм соответствует полосе поглощения граната, то в данной геометрии эксперимента сигнал ВГ обусловлен только вкладом интерфейса ФГ/ГГГ [32], тогда как

нелинейный отклик метаповерхности практически не проявляется.

Для сопоставления магнитооптических свойств объема и поверхности пленки одновременно с сигналом ВГ измерялся и линейный оптический отклик структуры; для этого часть прошедшего излучения на основной частоте отводилась светоделительной пластинкой и регистрировалась аналогичным ФЭУ.

Анизотропия генерации ВГ при воздействии на структуру линейно-поляризованным лазерным излучением измерялась при синхронном вращении плоскости поляризации зондирующего излучения с помощью полуволновой пластины на угол $\psi/2$ и анализатора на угол ψ, тогда как образец был неподвижен, при этом плоскости поляризации излучения накачки и ВГ были параллельны. Значение азимутального угла $\psi = 0°$ соответствовало ориентации плоскости поляризации лазерного излучения вдоль Co/Au полосок. При исследовании генерации магнитоиндуцированной ВГ к структуре вдоль полосок было приложено плоскостное насыщающее магнитное поле 700 Э. В ходе таких исследований была определена ось симметрии граната относительно полосок.

4.2. Результаты. Анизотропные зависимости интенсивности ВГ в чистом гранате в присутствии статического магнитного поля, $H = \pm 700$ Э, $I_{2\omega}(\pm H, \psi)$, приведены на рис. 2a. Видно, что форма кривых $I^{IG}_{2\omega}(\pm H, \psi)$ при намагничивании пленки в противоположных направлениях сильно различается, что указывает на большую величину магнитоиндуцированного вклада в ГВГ. Характеристикой величины магнитоиндуцированного эффекта при генерации ВГ является магнитный контраст ВГ, зависящий также от угла ориентации плоскости поляризации накачки относительно структуры, ψ:

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

Азимутальные зависимости $\rho_{2\omega}$ были рассчитаны по измеренным данным $I_{2\omega}(\pm H, \psi)$ (рис. 2b); на основе сопоставления этих результатов с полученными в работе [31] показано, что ось симметрии граната соответствует азимутальному углу $\psi = 0°$, т.е. параллельна Co/Au полоскам. Эта информация важна для дальнейшего анализа симметрии отклика МВГ.

С учетом симметрии пленки ФГ и метаповерхности методом линейной и нелинейной микроскопии был изучен отклик всей структуры при формировании в гранате гексагональной решетки ЦМД; соответствующие карты интенсивности ВГ и линейного пропускания для $\psi = 0°$ приведены на рис. 3a, b.

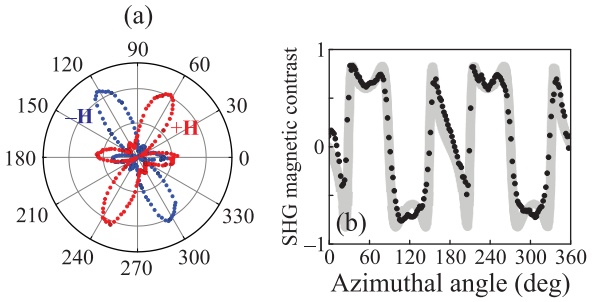


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Азимутальные зависимости $I_{2\omega}(\pm H, \psi)$ в пленке граната при параллельных поляризациях излучения накачки и ВГ; (b) – азимутальная зависимость магнитного контраста ВГ в гранате, сплошные серые линии – результат аппроксимации данных для граната по формулам из работы [31], ψ =0 соответствует ориентации плоскости поляризации лазерного излучения вдоль полосок

Отметим, что структура ЦМД оставалась стабильной при воздействии на образец излучения накачки с мощностью вплоть до порога лазерного разрушения металлической решетки (~ 50 мВт). Типичное время накопления сигнала составляло около 300 мсек при средней мощности зондирующего излучения около 30 мВт.

Результат сканирования линейного МОЭК (рис. 3a) демонстрирует наличие гексагональной структуры ЦМД с расстоянием между центрами доменов около 5 мкм и их диаметром 3.4–3.5 мкм. Данные сканирования ВГ для того же участка массива при ориентации плоскости поляризации падающего излучения и регистрируемого отклика вдоль оси симметрии граната (рис. 3b) демонстрируют сложную периодическую структуру, причем центрам ЦМД соответствуют однотипные цветкообразные распределения интенсивности ВГ. Отметим, что в области каждого ЦМД наблюдается значительная вариация интенсивности ВГ, достигающая 70–80 %. Более детально распределение сигнала ВГ в пределах одного ЦМД показано на рис. 3c. Отчетливо видна асимметрия изображения относительно оси (OX), при которой яркие "лепестки" в верхней части изображения сменяются темными в нижней части.

Результат сканирования интенсивности ВГ в том же ЦМД при ориентации поляризации детектируемого излучения перпендикулярно оси симметрии представлен на рис. 3d. Видно, что картина распределения ВГ отличается от рис. 3c, характерная величина сигнала уменьшается в 3–4 раза, однако ее вид остается сложным и сохраняется величина модуляции интенсивности нелинейно-оптического отклика

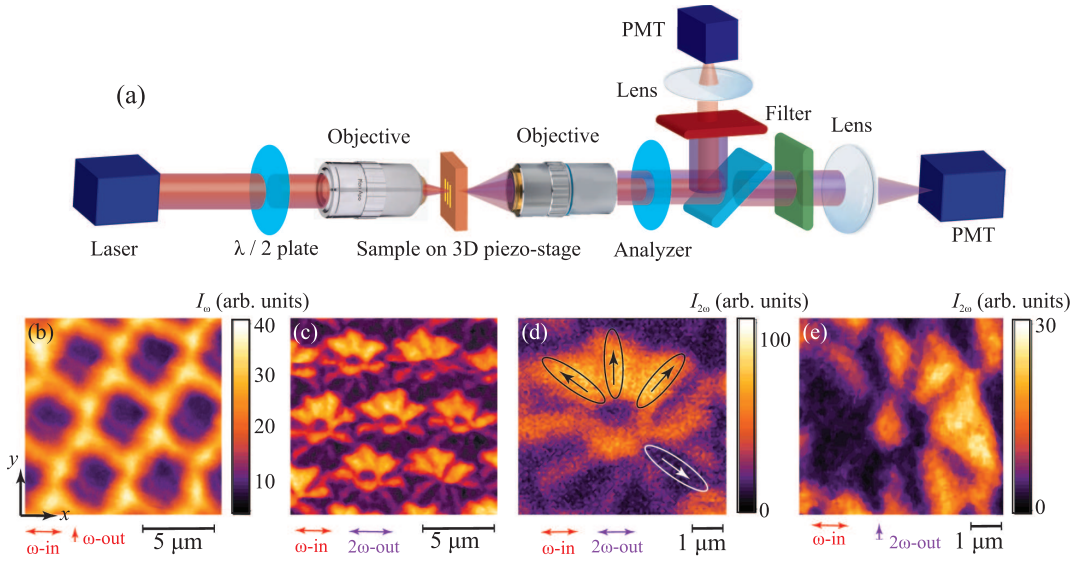


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Схема установки для проведения нелинейно-оптической микроскопии; (b) – результат сканирования линейного магнитооптического отклика объема гранатовой пленки под участком метаповерхности Co/Au с $d = 2.5$ мкм; (c), (d), (e) результаты сканирования интенсивности ВГ на том же участке и на одном ЦМД. Направления поляризации зондирующего и детектируемого излучения показано под панелями красными и фиолетовыми стрелками. На панели (d) черными и белыми стрелками показаны предположительные направления намагниченности поверхностных замыкающих доменов

в структуре, при том что изображение становится асимметричным относительно оси (OY).

5. Обсуждение. Поверхность (111) эпитаксиальной пленки граната относится к точечной группе симметрии 3m. Пусть ZOX – плоскость зеркальной симметрии ФГ в системе отсчета, связанной с образцом, а ось OZ перпендикулярна пленке. В этом случае в отсутствие нормальной компоненты электрического поля накачки в генерацию ВГ в электродипольном приближении могут давать вклад следующие компоненты квадратичной восприимчивости: $\chi_{xxx} = -\chi_{xyy} = -\chi_{yxy} = -\chi_{yyx}$ [29]. При приложении статического магнитного поля в структуре появляются дополнительные магнитоиндуцированные компоненты тензора нелинейной восприимчивости третьего порядка: $\chi_{xxxY} = -2\chi_{xyxX} - \chi_{yxxX} = -\chi_{yyyX} = 2\chi_{yxyY} + \chi_{xyyY}$, $\chi_{yyyZ} = -\chi_{xxyZ} = -\chi_{xyxZ} = \chi_{yxxZ}$, где последний индекс указывает направление намагниченности $\mathbf{M}$ [29].

С учетом приведенного выше рассмотрения анизотропные азимутальные зависимости интенсивности ВГ в пленке граната, полученные при ее намагничивании вдоль оси симметрии (см. рис. 2), были аппроксимированы функциями $I_{2\omega}(\pm H, \psi) \propto |\chi_{xxx}\cos 3\psi \pm \chi_{yyyX} M_X \sin\psi|^2$ и (1) [31], откуда вычислено отношение $|\chi_{yyyX} M_X|/|\chi_{xxx}| \approx 0.5$, $arg(\chi_{yyyX} M_X) - arg(\chi_{xxx}) \approx 30°$; результат соответствующей аппроксимации приведен на рис. 2b (серая линия) и демонстрирует хорошее согласие с экспериментом.

Таким образом, магнитоиндуцированный вклад в генерацию ВГ сопоставим с немагнитным, что и приводит к высокой видности карты распределения сигнала ВГ в области поверхностных магнитных доменов (рис. 3b–d). Поясним, что для однородно намагниченной пленки результат сканирования $I_{2\omega}(x, y) \approx$ const. Если бы поверхность граната с ЦМД была намагничена так же, как и объем пленки, т.е. вдоль оси OZ внутри цилиндрического домена и в противоположную сторону вне его, то результат сканирования $I_{2\omega}(x, y)$ определялся бы кристаллографическими компонентами χ_{ijk} и магнитным вкладом вида $\chi_{ijkZ} M_Z$; итоговое распределение интенсивности выглядело бы аналогично линейному отклику (рис. 1b, c). Однако в реальности карта отклика ВГ демонстрирует более сложную картину распределения намагниченности интерфейсной области ФГ/ГГГ – наличие “лепестков”, соответствующих, по-видимому, наличию поверхностных замыкающих доменов в структуре, и их вклад в наблюдаемый отклик ВГ, аналогичный наблюдавшимся в картах интенсивности ВГ в случае полосовой доменной структуры [32].

Возможная ориентация средней намагниченности “лепестков” в распределении интенсивности ВГ, соответствующих поверхностным доменам, изображена

стрелками на рис. 3c. В общем случае, такие магнитные моменты имеют составляющие $M_X = M\cos\psi$ и $M_Y = M\sin\psi$, и при x-поляризованном излучении накачки и регистрации x-поляризованного излучения ВГ его интенсивность принимает вид:

$$I_{2\omega}(x,y) \propto |\chi_{xxx} + \chi_{xxxY} M_Y|^2, \qquad (2)$$

причем фазовые и амплитудные соотношения между слагаемыми определены выше. При x-поляризованном излучении накачки и регистрации y-поляризованного излучения ВГ (рис. 3d) интенсивность нелинейного отклика:

$$I_{2\omega}(x,y) \propto |\chi_{yxxZ} M_z + \chi_{yxxX} M_X|^2. \qquad (3)$$

В выражениях (2) и (3) интенсивность ВГ является функцией угла ориентации средней намагниченности замыкающего домена, ψ, к оси OX, что определяет неравномерную интенсивность "цветкообразной" структуры домена в отклике ВГ, конкретный вид которой зависит от поляризации падающего и регистрируемого излучения. В выражении (2) второе слагаемое пропорционально $\sin\psi$, поэтому распределение интенсивности ВГ симметрично относительно вертикали (оси (OY)) и максимальный сигнал наблюдается при положительных значениях угла ψ (угол отсчитываем против часовой стрелки). В выражении (3) для скрещенных поляризаций излучения накачки и ВГ второе слагаемое пропорционально $\cos\psi$ и распределение интенсивности ВГ с хорошей точностью симметрично относительно горизонтального направления; максимальный сигнал наблюдается в правой полуплоскости (при $\psi \in (-\pi/2; \pi/2)$). Как отмечалось выше, модуляция сигнала ВГ в десятки процентов обусловлена большой величиной магнитоиндуцированных компонент тензора квадратичной восприимчивости, сравнимых с кристаллографическими.

Итак, экспериментально наблюдалось сложное "цветкообразное" распределение сигнала оптической ВГ в области границы раздела граната с немагнитной подложкой ГГГ, соответствующее, по нашим предположениям, структуре замыкающих доменов в стабилизированной решетке ЦМД. С учетом выполненных ранее аналогичных исследований для полосовых доменов [30, 32], а также наблюдений о сквозной природе ЦМД в исследованных образцах следует ожидать аналогичной структуры поверхностных (на интерфейсе метаповерхность/ФГ) замыкающих доменов в случае ЦМД. По аналогии с [35] можно предположить, что именно магнитодипольное взаимодействие этих доменов с магнитными моментами кобальтовых полос метаповерхности позволяет стабилизировать решетку цилиндрических доменов в пленке граната толщиной 5 мкм в нулевом магнитном поле (рис. 1b, c), а также при воздействии на пленку мощного лазерного излучения, при этом основным механизмом пиннинга ЦМД в рассмотренной структуре является индуцированный поверхностной решеткой кобальта потенциальный барьер, снижающий подвижность доменных стенок ЦМД, аналогично рассмотренному в работе [1]. Пиннинг решетки ЦМД в отсутствие магнитного поля может быть также обусловлен взаимодействием Дзялошинского–Мория (ВДМ) между слоем кобальта и слоем ФГ, либо обменным взаимодействием слоев [36–38]. В то же время, ввиду короткодействующего механизма этих видов взаимодействия и вероятного наличия дефектного немагнитного слоя на поверхности граната [39], их вклад представляется менее существенным.

6. Заключение. Таким образом, впервые экспериментально наблюдалась фиксация (пиннинг) гексагональной решетки цилиндрических магнитных доменов в эпитаксиальной пленке ФГ толщиной 5 мкм при наличии на его поверхности ферромагнитной металлической решетки. Массив ЦМД под магнитной метаповерхностью остается стабильным в отсутствие внешнего магнитного поля и при воздействии мощного лазерного излучения, тогда как в свободной пленке граната решетка цилиндрических доменов наблюдается только при приложении нормального к поверхности магнитного поля с напряженностью 1100–1250 Э. Обнаружены отличия параметров решетки ЦМД под метаповерхностью по сравнению со свободной пленкой ФГ с приложенным нормально к подложке постоянным магнитным полем: расстояние между центрами ближайших ЦМД в структуре ФГ/метаповерхность составляет 5 мкм при диаметре доменов 3.4 мкм, тогда как в чистом гранате эти величины 6.5–6.7 мкм и 2.5 мкм. В структуре ФГ/метаповерхность около каждого домена обнаружено сложное "цветкообразное" распределение сигнала оптической второй гармоники в области границы раздела граната с немагнитной подложкой ГГГ, соответствующее структуре замыкающих доменов в стабилизированной решетке ЦМД.

Авторы благодарят к.ф.-м.н. Новикова В.Б., к.ф.-м.н. Майдыковского А.И. и Смирнова К.А. за помощь в проведении эксперимента.

Финансирование работы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 26-12-00150, https://rscf.ru/project/26-12-00150/. В работе использовано оборудование Центра

коллективного пользования Института физики микроструктур Российской академии наук "Физика и технология микро- и наноструктур".

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. Hubert and R. Schafer, *Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures* (Springer, Berlin/Heidelberg, Germany, 1998).
2. A. Fert, "Nobel Lecture: Origin, development, and future of spintronic", Rev. Mod. Phys. **80**, 1517 (2008).
3. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, "Spintronics: fundamentals and applications", Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
4. К. П. Белов, М. А. Зайцева, "Новые магнитные материалы – ферриты-гранаты", УФН **66** (1), 141 (1958) [K. P. Belov and M. A. Zaitseva, "New magnetic materials – garnet ferrites", Sov. Phys.-Uspekhi **66**(1), 62 (1958)].
5. Y. Nakamura, S. B. S. Chauhan, and P. B. Lim, "Magneto-Optical Properties and Applications of Magnetic Garnet", Photonics **11**(10), 931 (2024).
6. L. Jin, K. Jia, Y. He, G. Wang, Zh. Zhong, and H. Zhang, "Pulsed laser deposition grown yttrium-iron-garnet thin films: Effect of composition and iron ion valences on microstructure and magnetic properties", Appl. Surf. Sci. **483**, 947 (2019).
7. N. Myasnikov, A. Podkletnova, E. Nikolaeva, and A. Pyatakov, "The iron garnet stripe domain structure "refraction" effect at the electrode location", J. Magn. Magn. Mater. **595**, 171497 (2024).
8. A. Sharma and Dipesh, "Unlocking the Potential of Garnet Ferrites: A Comprehensive Review on Properties, Preparation Methods, and Applications", Matls. Perf. Charact. **13**(1), 1 (2024).
9. J. McCord, "Progress in magnetic domain observation by advanced magneto-optical microscopy", J. Phys. D **48**, 333001 (2015).
10. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, М. П. Темирязева, А. Г. Темирязев, "Исследование ветвящихся доменных структур в эпитаксиальных пленках железо-иттриевого граната методом торцевой магнитно-силовой микроскопии", Письма в ЖЭТФ **96**, 665 (2012) [F. V. Lisovskii, E. G. Mansvetova, M. P. Temiryazeva, and A. G. Temiryazev, "Study of the branching domain structures in epitaxial films of yttrium iron garnet by end face magnetic force microscopy", JETP Lett. **96**, 596 (2013)].
11. A. C. H. Hurst, J. A. Izaac, F. Altaf, V. Baltz, Vincent, and P. J. Metaxas, "Reconfigurable magnetic domain wall pinning using vortex-generated magnetic fields", Appl. Phys. Lett. **110**(18), 182404 (2017).
12. R. L. Novak and L. C. Sampaio, "Magnetic vortices as localized mesoscopic domain wall pinning sites", J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 265003 (2017).
13. P. Metaxas, P.-J. Zermatten, R. Novak, S. Rohart, J.-P. Jamet, J. Zermatten, R. Weil, J. Ferr, A. Mougin, R. Stamps, G. Gaudin, V. Baltz, and B. Rodmacq, "Spatially periodic domain wall pinning potentials: Asymmetric pinning and dipolar biasing", J. Appl. Phys. **113**, 073906 (2013).
14. I. A. Kolmychek, E. I. Zhaboev, V. B. Novikov, A. I. Maydykovskiy, N. S. Gusev, E. V. Skorokhodov, and T. V. Murzina, "Optical evidence of domain wall pinning in iron-garnet films by regular arrays of ferromagnetic particles", Opt. Mater. Express **14**(10), 2419 (2024).
15. I. A. Kolmychek, V. B. Novikov, A. A. Dotsenko, N. S. Gusev, S. A. Gusev, E. V. Skorokhodov, I. A. Fedotov, and T. V. Murzina, "Pinning of domain walls of garnet films by Co/Au gratings", Phys. Rev. B **111**, 214415 (2025).
16. C. Kooy and U. Enz, "Experimental and theoretical study of the domain configuration in thin layers of $BaFe_{12}O_{19}$", Philips Research Reports **15**, 7 (1960).
17. В. Г. Баръяхтар, В. В. Ганн, Ю. И. Горобец, Г. А. Смоленский, Б. И. Филиппов, "Цилиндрические магнитные домены", УФН **121**(4), 593 (1977) [V. G. Bar'yakhtar, V. V. Gann, Yu. I. Gorobets, G. A. Smolenskii, and B. N. Filippov, "Cylindrical magnetic domains", Sov. Phys.-Uspekhi **20**, 298 (1977)].
18. A. H. Bobeck and E. Della Torre, *Magnetic Bubbles* (Amsterdam, N.Y., North-Holland, 1975).
19. L. Romankiw, M. Slusarczuk, and D. Thompson, "Liquid magnetic bubbles", IEEE Trans. Magn. **11**, 25 (1975).
20. A. G. Temiryazev, M. P. Tikhomirova, and I. Fedorov, "Surface domains in inhomogeneous yttrium iron garnet films", J. Magn. Magn. Mater. **258**, 580 (2003).
21. Y. E. Vysokikh, A. V. Shelaev, A. R. Prokopov, V. I. Shevyakov, and Yu. S. Krasnoborodko, "Magnetic domain structure investigation of Bi: YIG-thin films by combination of AFM and cantilever-based aperture SNOM", J. Phys. Conf. Ser. **741**, 012190 (2016).
22. Н. Бломберген, *Нелинейная оптика* (Мир, М., 1966) [N. Bloembergen, *Nonlinear Optics* (W. A. Benjamin, Inc., N.Y., 1965)].
23. P. Guyot-Sionnest, W. Chen, and Y. R. Shen, "General considerations on optical second-harmonic generation from surfaces and interfaces", Phys. Rev. B **33**(12), 8254 (1986).
24. R.-P. Pan, H. D. Wei, and Y. R. Shen, "Optical second-harmonic generation from magnetized surfaces", Phys. Rev. B **39**(2), 1229 (1989).
25. H. K. Bennemann, "Theory of nonlinear magnetooptics in metals", J. Magn. Magn. Mater. **200**, 679 (1999).
26. K. Sato, A. Kodama, M. Miyamoto, A. V. Petukhov, K. Takanashi, S. Mitani, H. Fujimori, A. Kirilyuk, and T. Rasing, "Anisotropic magnetization-induced second

harmonic generation in Fe/Au superlattices", Phys. Rev. B **64**, 184427 (2001).

27. A. Kirilyuk, "Nonlinear optics in application to magnetic surface and thin films", J. Magn. Magn. Mater. **35**, R189 (2002).
28. И. А. Колмычек, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский, Т. В. Мурзина, "Генерация второй гармоники в структурах с неоднородным распределением намагниченности", Вестник Московского университета, Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ **79**(2), 2420401 (2024) [I. A. Kolmychek, V. B. Novikov, A. I. Maydykovskiy, and T. V. Murzina, "Second harmonic generation in structures with inhomogeneous magnetization distribution", Moscow University Physics Bulletin **79**(2), 121 (2024)].
29. V. N. Gridnev, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, "Second harmonic generation in anisotropic magnetic films", Phys. Rev. B **63**, 184407 (2001).
30. M. Temiryazeva, E. Mamonov, A. Maydykovskiy, A. Temiryazev, and T. Murzina, "Magnetic Domain Structure of $Lu_{2.1}Bi_{0.9}Fe_5O_{12}$ Epitaxial Films Studied by Magnetic Force Microscopy and Optical Second Harmonic Generation", Magnetochemistry **8**, 180 (2022).
31. И. А. Колмычек, В. Б. Новиков, Н. С. Гусев, С. А. Гусев, Е. В. Скороходов, Т. В. Мурзина, "Генерация второй гармоники в массивах металлических частиц на феррит-гранате", ЖЭТФ **168**(3), 304 (2025) [I. A. Kolmychek, V. B. Novikov, N. S. Gusev, E. V. Skorokhodov, and T. V. Murzina, "Second harmonic generation in metal particle arrays on iron garnet", JETP **168**(3), 309 (2025)].
32. A. Maydykovskiy, M. Temiryazeva, A. Temiryazev, and T. Murzina, "Nonlinear optical microscopy of interface layers of epitaxial garnet films", Appl. Sci. **13**, 8828 (2023).
33. И. А. Колмычек, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский, Н. С. Гусев, С. А. Гусев, Т. В. Мурзина, "Линейная и нелинейная оптическая микроскопия структур на основе феррита–граната (Миниобзор)", Письма в ЖЭТФ **122**(9), 666 (2025) [I. A. Kolmychek, V. B. Novikov, A. I. Maydykovskiy, N. S. Gusev, S. A. Gusev, and T. V. Murzina, "Linear and nonlinear optical microscopy of iron garnet structures (brief review)", JETP Lett. **122**(10), 680 (2025)].
34. A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magnetooptics and Magnetooptical Materials* (CRC Press, Boca Raton, 1997).
35. M. Pashkevich, A. Stupakiewicz, A. Kirilyuk, A. Maziewski, A. Stognij, N. Novitskii, A. Kimel, and T. Rasing, "Tunable magnetic properties in ultrathin Co/garnet heterostructures", J. Appl. Phys. **111**, 023913 (2012).
36. T. Titze, S. Koraltan, T. Schmidt, M. Matthies, A. Fernandez-Pacheco, D. Suess, M. Albrecht, St. Mathias, and D. Steil, "Controlling Bubble and Skyrmion Lattice Order and Dynamics via Stripe Domain Engineering in Ferrimagnetic Fe/Gd Multilayers", Advanced Physics Research **5**, e00194 (2026).
37. S. K. Jena, J. Kisielewski, U. Guzowska, A. K. Dhiman, R. Gieniusz, A. Lynnyk, P. Dluzewski, R. Minikayev, A. Pietruczik, A. Maziewski, and A. Wawro, "Field angular dependence of stable remnant bubble lattice formation in Re/Co/Pt multilayers", Appl. Surf. Sci. **731**, 166460 (2026).
38. B. B. Krichevtsov, A. M. Korovin, S. V. Gastev, S. M. Suturin, K. V. Mashkov, M. Sawada, and N. S. Sokolov, "Magnetization reversal in Co/GGG/YIG/GGG(111) nanoheterostructures: Interlayer magnetic coupling and orange peel effect", J. Magn. Magn. Mater. **502**, 166542 (2020).
39. А. А. Сыров, С. В. Томилин, Е. Ю. Семук, С. В. Османов, "Влияние ионного и кислотного травления на структурные и магниторезонансные характеристики эпитаксиальных пленок феррит-гранатов", ЖТФ **95**(8), 1598 (2025) [A. A. Syrov, S. V. Tomilin, E. Yu. Semuk, and S. V. Osmanov, "The influence of ionic and acid etching on the structural and magnetic resonance characteristics of epitaxial iron-garnet films", Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki **95**(8), 1598 (2025)].