Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 10, с. 666 – 684

Линейная и нелинейная оптическая микроскопия структур на основе феррита–граната (Миниобзор)

И. А. Колмычек[+1)], *В. Б. Новиков*[+], *А. И. Майдыковский*[+], *Н. С. Гусев*[*], *С. А. Гусев*[*], *Т. В. Мурзина*[+]

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

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

Поступила в редакцию 16 сентября 2025 г.
После переработки 5 октября 2025 г.
Принята к публикации 5 октября 2025 г.

Представлен обзор недавних исследований оптических, магнитооптических и нелинейно-оптических эффектов в эпитаксиальных пленках феррита-граната и массивах металлических ферромагнитных наночастиц на их поверхности. Показана возможность визуализации поверхностной доменной структуры граната методом микроскопии второй и третьей оптической гармоники. Проанализирована роль метаповерхностей в формировании квадратичного нелинейно-оптического отклика составной структуры на микро- и макромасштабе. Продемонстрирована возможность пиннинга доменных стенок в гранате металлическими ферромагнитными метаповерхностями, нанесенными поверх него, а также визуализация такого пиннинга оптическими методами с помощью поляризационной микроскопии и анализа дифракции лазерного излучения на доменах.

DOI: 10.31857/S0370274X25110201

1. Введение. Магнитные домены вызывают большой интерес исследователей: с фундаментальной точки зрения важно изучить базовые физические принципы организации доменов, тогда как прикладная задача состоит в управлении их структурой и основными параметрами [1]. Одним из наиболее изученных и привлекательных объектов являются ферримагнитные пленки ферритов-гранатов (ФГ) состава $Me_3Fe_5O_{12}$, где Me – тяжелый редкоземельный элемент или иттрий [2]. Такие материалы сочетают выраженную магнитооптическую (МО) активность с (a) высокой прозрачностью в красном и инфракрасном спектральных диапазонах и (б) высоким показателем преломления (2.5–2.8) в видимом диапазоне [3–5]. В последние годы большое внимание уделяется изучению зависимости функциональных свойств ФГ от их химического состава [6–12], магнитной анизотропии [13, 14], поиску методов изготовления тонких пленок ФГ с объемоподобными свойствами [15]. В пленках ФГ определенных составов были изучены и такие перспективные эффекты, как магнитоэлектрическое взаимодействие и индуцированное электрическим полем движение границ магнитных доменов [16–20], обратный эффект Фарадея [21], формирование и особенности магнитных свойств поверхностных слоев граната [22], лазерно-индуцированная динамика намагниченности [23] и проч. Уникальные свойства ФГ позволяют изготавливать на их базе различные устройства фотоники, магноники и спинтроники [24–31].

Магнитные свойства гранатов в значительной степени определяются их доменной структурой, которая регулируется такими параметрами, как химический состав, кристаллографическая симметрия, тип и концентрация легирующих примесей, магнитная и кристаллическая анизотропия, толщина пленки, и проч. [32]. Известно, что в эпитаксиальных пленках ФГ толщиной в несколько микрометров возможно формирование лабиринтной доменной структуры, причем намагниченность доменов ориентирована преимущественно вдоль нормали к пленке [33]; полосовая доменная структура формируется в результате приложения и последующего снятия латерального насыщающего магнитного поля **H** [34]. Помимо полосовых объемных магнитных доменов, на поверхности граната могут формироваться поверхностные замыкающие домены, структура которых менее изучена [34, 35]. Наиболее известными подходами визуализации магнитных доменов являются поляризационная МО микроскопия [36], методы рентгеновской дифракции, лоренцевская и магнитно-

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

силовая микроскопия (МСМ) [37–40]. Поверхностно-чувствительная лоренцевская микроскопия позволяет изучать формирование магнитных доменов в ФГ на наномасштабе (с пространственным разрешением менее 100 нм), динамику релаксации спинов и движение доменных стенок (ДС) под действием внешнего магнитного поля с временным разрешением менее пикосекунды [34, 41]. МСМ позволяет визуализировать сложные фракталоподобные и замыкающие домены на поверхности эпитаксиального ФГ, форма и размер которых зависят от толщины и состава пленок [42].

Особое место занимает метод генерации оптической второй гармоники (ВГ), известный своей высокой чувствительностью к свойствам поверхностей, интерфейсов и наноструктур в силу симметрийного запрета на генерацию ВГ в объеме центросимметричных сред в электро-дипольном приближении [43, 44]. В магнитных средах возможна генерация магнитоиндуцированной ВГ, интенсивность, фаза и/или поляризация излучения которой зависят от статической намагниченности **M**. Поскольку **M** является аксиальным вектором, она не нарушает инверсной симметрии среды [45–48]. 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 возможности поверхностно-чувствительного метода генерации ВГ [49]. Следует отметить, что МО эффекты в отклике ВГ, как правило, на 1–2 порядка по величине превышают линейные МО аналоги, что расширяет возможности нелинейно-оптических методов исследования магнитных сред, в том числе скрытых границ раздела и структур с нетривиальным состоянием намагниченности [50].

Микроскопия ВГ является мощным методом исследования нано- и микроструктур [51–53]. Из анализа карт распределения, поляризации и величины анизотропии сигнала ВГ получают информацию о строении и свойствах структур на масштабах, меньших длины волны зондирующего излучения, а также об их плазмонных свойствах. Метод хорошо себя зарекомендовал при изучении оптических резонансных органических микроструктур [54] и искусственных металлических метаповерхностей [55, 56].

Микроскопия генерации третьей гармоники (ТГ) также является известным и высокочувствительным методом исследования [57], который широко применяется в первую очередь для изучения биологических объектов и тканей [58, 59], а также для анализа резонансных оптических свойств метаповерхностей [60]. В то же время, насколько нам известно, микроскопия ТГ до сих пор не применялась для исследования магнитных микроструктур, что отчасти связано с низкими значениями магнитоиндуцированных эффектов в кубичном отклике по сравнению с квадратичным.

Ключевой задачей при разработке и оптимизации устройств на основе ДС является поиск эффективных методов их фиксации (так называемый “пиннинг”, от англ. “*pinning*”), организации прогнозируемой и регулируемой доменной структуры [61–65]. Пиннинг ДС можно реализовать путем облучения пленки ферромагнетика ионным пучком [66], введения структурных дефектов [67] и другими способами, модифицирующими локальные свойства металлических и диэлектрических ферромагнитных пленок. Альтернативный подход заключается в нанесении на магнитную пленку ферромагнитной метаповерхности. В этом случае механизм эффекта пиннинга обусловлен магнитостатическим взаимодействием магнитных моментов мета-атомов с полем рассеяния ДС или поверхностными доменами [62, 63, 68]. Оптимизация параметров структуры и выбор материалов позволяет создать композитную структуру с требуемыми функциональными свойствами [69]. При этом необходимо отметить, что большинство существующих на данный момент исследований относится к пиннингу ДС в тонких металлических ферромагнитных пленках, тогда как возможности управления формированием доменов в пленках граната толщиной в единицы микрометров, насколько нам известно, до сих пор изучены не были.

В настоящем миниобзоре представлены результаты последних исследований доменной структуры эпитаксиальных пленок граната различными экспериментальными методами, включающими линейные и нелинейно-оптические (раздел 2), продемонстрированы возможности этих методов для анализа магнитной доменной структуры и ее модификации в присутствии внешнего магнитного поля, рассмотрены эффекты пиннинга ДС граната в результате нанесения на его поверхность периодических массивов ферромагнитных частиц субмикронных размеров (разделы 3 и 4).

2. Эпитаксиальный редкоземельный феррит–гранат.

2.1. Исследуемые пленки: доменная структура и оптические свойства. Эксперименты проводились для эпитаксиальных пленок лютеций-висмутового граната $(Lu,Bi)_3Fe_5O_{12}$ толщиной 10 мкм, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подлож-

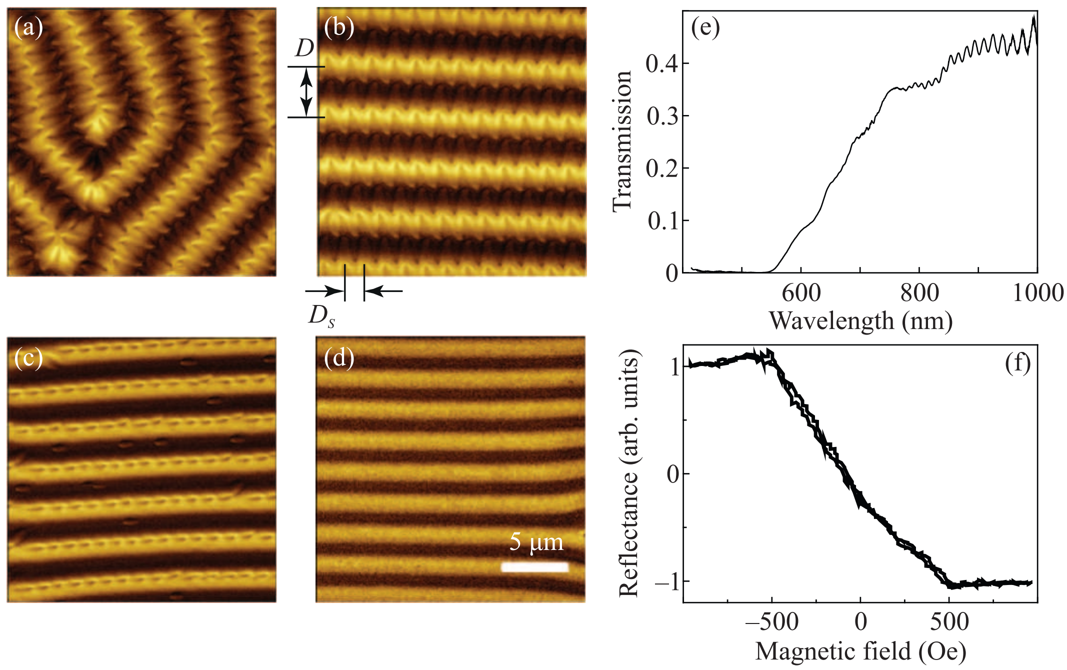

Рис. 1. (Цветной онлайн) Экспериментальные данные для пленки граната [71]. МСМ-изображения: (a) – в размагниченном состоянии и $H = 0$; (b) – после приложения и снятия насыщающего магнитного поля, приложенного горизонтально на рисунке; (c), (d) при приложении горизонтального поля $H = 190$ Гс и $H = 390$ Гс; (e) – спектр пропускания пленки ФГ; (f) – гистерезис меридионального МОЭК

ке гадолиний-галлиевого граната кристаллографической ориентации (111) [70]. Магнитная микроструктура ФГ изучалась методом МСМ с использованием атомно-силового микроскопа SmartSPM (AIST-NT производства HORIBA Scientific) с магнитным зондом, состоящим из многослойной пленки $[Co(2)/Pt(5)]_{10}$ (толщина соответствующих слоев в Å указана в скобках). Такой зонд характеризуется малым магнитным моментом и перпендикулярной магнитной анизотропией [71]. Полученные МСМ-изображения для различных значений плоскостного магнитного поля (ориентированного в горизонтальном направлении на рисунке) приведены на рис. 1a–d. Видно, что в размагниченном состоянии и при $H = 0$ наблюдается лабиринтная доменная структура (рис. 1a). При приложении и последующем выключении магнитного поля формируются полосовые объемные домены, ориентированные вдоль $\mathbf{H}$ (рис. 1b), их период составляет $D = 4.3$ мкм. Кроме того, наблюдаются поверхностные замыкающие домены, организованные в зигзагообразную структуру с периодом около $D_s = 1.6$ мкм. При увеличении магнитного поля период объемных полосовых доменов уменьшается, а поверхностные модифицируются и затем исчезают при $H \sim 400$ Гс (рис. 1d). При $H \sim 500$ Гс пленка переходит в монодоменное состояние.

Спектр пропускания исследуемой пленки ФГ (рис. 1e) типичен для гранатовых пленок; он демонстрирует высокое поглощение на длинах волн ниже ~ 570 нм. На краю полосы поглощения наблюдается значительное усиление фарадеевского вращения ФГ [72], что характерно для магнитных диэлектриков [3]. Значение магнитоиндуцированного угла поворота плоскости поляризации, прошедшего через пленку света с длиной волны $\lambda \sim 550{-}560$ нм, достигает 15°, что соответствует удельному фарадеевскому вращению 1.5°/ мкм.

Для характеризации магнитных свойств ФГ были измерены кривые намагничивания пленок методом меридионального МО эффекта Керра (МОЭК) (рис. 1f). Было использовано p-поляризованное зондирующее излучение титан-сапфирового лазера с длиной волны 790 нм, падающее на структуру под углом 45°. Отраженный свет проходил через анализатор, ось пропускания которого была ориентирована под углом 45° к плоскости падения света на структуру, в такой геометрии модуляция коэффициента отражения пропорциональна магнитоиндуцированному углу поворота плоскости поляризации. Полученные зависимости интенсивности отраженного света от напряженности меридионального магнитного поля демонстрируют отсутствие коэрцитивности и резкие изломы кривых для значения внешнего

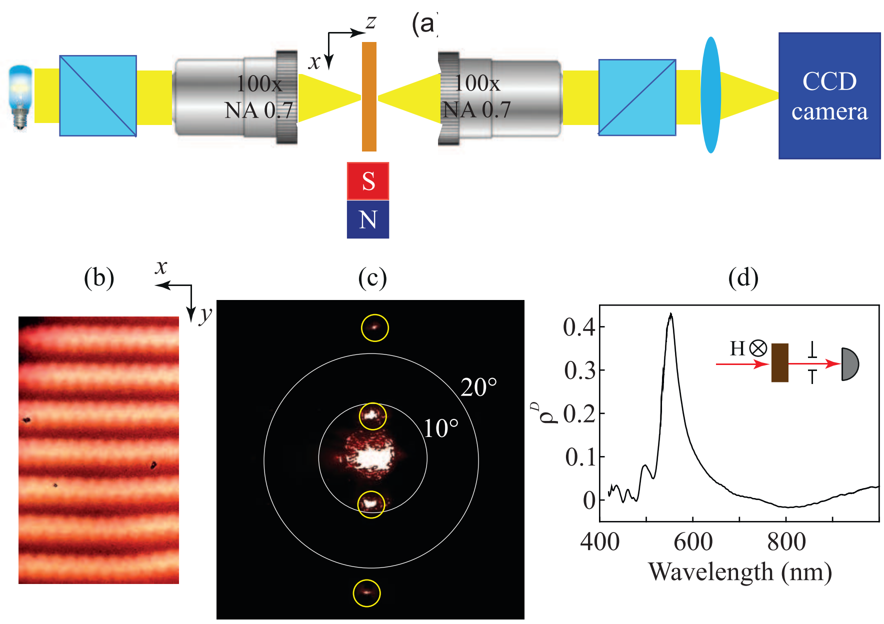

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Схема установки для проведения поляризационной микроскопии; (b) – изображение доменной структуры ФГ, полученное методом поляризационной микроскопии; (c) – пространственный спектр дифракции ФГ; (d) – спектр дифракционного контраста [72]

магнитного поля $H_{\rm sat}^{\omega} \sim 500$ Гс, соответствующие насыщению объемной намагниченности ФГ, при этом угол поворота плоскости поляризации света составляет около 1° [72].

2.2. Поляризационная микроскопия. Прозрачность пленки ФГ в видимом диапазоне и микронный размер доменов позволяют исследовать доменную структуру граната оптическими методами – в частности методом поляризационной микроскопии. Источником белого света являлся светодиод, излучение которого фокусировалось на объектив Plan Apo 100 (Mitutoyo) с числовой апертурой NA = 0.7, на выходе которого формировался коллимированный пучок с диаметром около 200 мкм, в который помещался образец; прошедшее излучение собиралось вторым объективом, за которым был установлен анализатор, ориентированный под углом 30° относительно плоскости поляризации падающего излучения (рис. 2a). Изображение доменной структуры граната строилось на КМОП-матрице при помощи линзы.

Эксперименты проводились после приложения и последующего снятия насыщающего плоскостного магнитного поля, ориентированного на рис. 2b в горизонтальном направлении. Доменная структура образца выглядит как массив темных и светлых полос (рис. 2b) с периодом $D = 4.3$ мкм, что совпадает с данными МСМ (рис. 1b). Хорошая периодичность и управляемость формированием полосовой доменной структуры (с шириной доменов в единицы микрометров) позволяют наблюдать в них дифракционные оптические эффекты, в том числе проанализировать зависимость периода магнитной доменной структуры от напряженности внешнего магнитного поля; результаты таких исследований приведены ниже.

2.3. Дифракция света на доменах. Еще один оптический метод, также позволяющий изучать особенности магнитной доменной структуры, основан на эффекте дифракции света на "магнитной решетке" доменов [73]. Модуляция показателя преломления в магнитной решетке для лазерного излучения с круговой поляризацией в ближнем ИК диапазоне составляет $\Delta n \sim 10^{-4}$ [73].

В наших экспериментах излучение непрерывного диодного лазера с длиной волны $\lambda = 635$ нм, направленного на пленку ФГ под нормалью, фокусировалось в пятно диаметром около 100 мкм. Противоположность знаков эффекта Фарадея в соседних объемных доменах вызывает возникновение дифракционных максимумов в прошедшем свете, образованных волнами с поляризацией, ортогональной падающему излучению. Для измерения дифракционной картины рассеянный свет собирался объективом микроскопа Nikon Plan APO VC 20x/0.75, а затем фокусировался на ПЗС-матрице линзой, регистрирующей изображение задней фокальной плоскости объектива. Перед измерениями было приложено и затем выключено насыщающее постоянное магнитное поле, вдоль которого формировались полосовые магнитные домены (ориентированные в горизонтальном направлении на рис. 2c).

Измеренный пространственный спектр лазерного излучения, прошедшего через пленку ФГ, представлен на рис. 2c, дифракционные максимумы выделены желтыми окружностями. Как будет показано ниже, их угловое положение ϕ увеличивается по мере роста $|\mathbf{H}|$, что соответствует уменьшению ширины доменов, а в насыщающем магнитном поле дифракционная картина исчезает вовсе.

Период доменной структуры D можно определить, зная угловое положение дифракционных максимумов, по формуле $D\sin\phi = M\lambda$, где $M \in Z$. Для исследуемой пленки ФГ в отсутствие магнитного поля он оказался равным $D = 4.3$ мкм, что соответствует данным MCM и поляризационной микроскопии.

Эффективность дифракции на полосовых доменах, т.е. долю дифрагировавшего лазерного излучения, можно оценить, измерив величину дифракционного контраста:

$$\rho^D = \frac{T(H_{\text{sat}}) - T(0)}{T(H_{\text{sat}})}, \tag{1}$$

где $T(H_{\text{sat}})$ и $T(0)$ – коэффициенты пропускания при наличии приложенного насыщающего латерального магнитного поля H_{sat} и $H = 0$. В нулевом магнитном поле дифракция света индуцируется полосовой магнитной доменной структурой, которая частично направляет прошедшее через пленку излучение в дифракционные максимумы. В насыщающем магнитном поле доменная структура и дифракция исчезают, что приводит к большему значению пропускания $T(H)$ по сравнению с $T(0)$. Оказалось, что максимальная эффективность дифракции наблюдается для света с длиной волны около 560 нм, т.е. вблизи края полосы поглощения граната и максимума фарадеевского вращения (константы Верде), при этом модуляция T может достигать 40 % за счет индуцированного магнитным полем включения/выключения дифракции света на полосовых доменах. Для длины волны $\lambda = 635$ нм, использованной в эксперименте по дифракции, доля мощности дифрагированного света составляет 5–6 % по отношению к мощности в нулевом максимуме.

Описанные эксперименты показали, что путем приложения к гранату и последующего выключения внешнего магнитного поля возможно сформировать полосовую доменную структуру с определенным периодом (в нашем случае около 4.3 мкм), определяемом параметрами пленки граната (состав, толщина). Таким образом, бесконтактное наведение полосовой доменной структуры в пленке граната и возникающие при этом дифракционные особенности могут быть использованы для управления распространением света. В то же время интерес представляет прямое наблюдение зависимости периода доменной структуры от напряженности поля $H < H_{\text{sat}}$; соответствующие результаты описаны в разделе 3.

2.4. Нелинейно-оптическая микроскопия. Изучение доменной структуры редкоземельного граната возможно и с помощью методов нелинейной оптики – микроскопии оптических второй и третьей гармоник. Генерация оптической ВГ является одним из наиболее хорошо изученных нелинейно-оптических явлений, отличительная особенность которого состоит в высокой чувствительности к свойствам границ раздела центросимметричных сред, а также к состоянию намагниченности нано- и микроструктур [45, 46]. Монокристаллический гранат является центросимметричным материалом, однако в тонких пленках пространственная инверсия нарушается из-за искажения кристаллической структуры, об этом свидетельствует наблюдение ВГ в пленках ФГ [74–77] и линейного магнитоэлектрического эффекта [78] в пленках ферритов гранатов.

С учетом намагниченности $\mathbf{M}$ граната его нелинейная поляризация на частоте ВГ или ТГ в электрическом дипольном приближении может быть представлена в виде:

$$\mathbf{P_{2\omega}} = \mathbf{P_{2\omega}}^{cr} \pm \mathbf{P_{2\omega}}^{M}(\pm\mathbf{M}), \tag{2}$$

$$\mathbf{P_{3\omega}} = \mathbf{P_{3\omega}}^{cr} \pm \mathbf{P_{3\omega}}^{M}(\pm\mathbf{M}), \tag{3}$$

где $\mathbf{P_{2\omega}}^{cr}$ и $\mathbf{P_{3\omega}}^{cr}$ описывают так называемый кристаллографический (независящий от M) вклад, тогда как второе слагаемое пропорционально M и соответственно изменяет знак при смене направления намагниченности [79]. Интерференция двух источников дает линейную по намагниченности модуляцию интенсивности ВГ:

$$I_{2\omega} \propto |\mathbf{P_{2\omega}}^{cr}|^2 + |\mathbf{P_{2\omega}}^{M}|^2 \pm 2\mathbf{P_{2\omega}}^{cr}\mathbf{P_{2\omega}}^{M}(\pm\mathbf{M}), \tag{4}$$

$$I_{3\omega} \propto |\mathbf{P_{3\omega}}^{cr}|^2 + |\mathbf{P_{3\omega}}^{M}|^2 \pm 2\mathbf{P_{3\omega}}^{cr}\mathbf{P_{3\omega}}^{M}(\pm\mathbf{M}). \tag{5}$$

Наличие магнитоиндуцированных источников нелинейного отклика, как и в случае МО микроскопии, позволяет изучать распределение намагниченности, например, в магнитных доменах граната [49], однако имеется несколько принципиальных отличий от случая линейной магнитооптики: (i) относительная величина МО эффектов в случае генерации ВГ оказывается на 1–2 порядка по величине больше, чем в линейном отклике; (ii) более высокий (4-й для ВГ) ранг тензора магнитоиндуцированной восприимчивости позволяет выявлять сложные состояния намагниченности, что недоступно линейной магнитооптике; (iii) пространственное разрешение нелинейной оптической микроскопии выше в силу меньшей длины волны ВГ и ТГ; (iv) степенная зависимость интенсивности сигналов ВГ и ТГ от локальной интенсивности светового поля фундаментальной волны позволяет исследовать магнитные свойства объема среды, поскольку сигналы ВГ и ТГ наиболее эффективно возбуждаются в области фокуса пучка [80, 81]. Отмеченные свойства метода нелинейной МО микроскопии были использованы не только для визуализации полосовой доменной структуры граната, но и замыкающих магнитных доменов на свободной поверхности граната и его скрытой границе с подложкой.

На рисунке 3 приведены изображения поверхности пленки граната, полученные методом микроскопии ВГ и ТГ при xy-сканировании структуры для разных комбинаций поляризаций излучения накачки и нелинейного сигнала (показаны на рис. 3b–e стрелками); схема измерений приведена на рис. 3a. Источником излучения накачки являлся ПГС Topol 1050-C (Avesta) с длительностью лазерного импульса около 180 фс, с возможностью перестройки длины волны в диапазоне 740–1800 нм. Излучение накачки фокусировалось с помощью объектива в пятно диаметром 0.7–0.8 мкм, длина перетяжки лазерного луча составляла несколько микрометров в зависимости от длины волны излучения. Нелинейный сигнал собирался объективом Mitutoyo M Plan Apo 100x с числовой апертурой (NA) = 0.7 и далее детектировался фотоэлектронным умножителем (Hamamatsu R4220), работавшим в режиме счета фотонов. Перед проведением измерений образцы были намагничены в насыщающем магнитном поле, приложенном вдоль горизонтального направления на рис. 3b–e, затем поле было аккуратно снято.

На рисунке 3b приведена карта распределения мощности ВГ при фокусировке лазерного излучения с длиной волны 800 нм на поверхность граната для параллельных поляризаций излучений накачки и ВГ. Горизонтальные темные и светлые полосы со средней шириной 2.1–2.2 мкм соответствуют полосовым доменам пленки, контраст изображения ВГ возникает за счет разного знака магнитоиндуированной ВГ в схеме эффекта Фарадея для соседних доменов [71, 81]. Дополнительная модуляция сигнала с периодом около 1.6 мкм вдоль направления полосовых доменов отражает наличие поверхностных замыкающих доменов. В то же время, для скрещенных поляризаций излучения накачки и ВГ (см. рис. 3c) полосовые домены практически не проявляются и основной вклад в модуляцию сигнала ВГ дают именно поверхностные домены. В этом случае наблюдается картина "шахматного" (или зигзагообразного) распределения мощности ВГ, что отражает распределение средней намагниченности замыкающих доменов, расположенных поверх полосовых.

Следует отметить, что в данном эксперименте определялась плоскостная компонента средней (по пятну сфокусированного пучка света) намагниченности, в отличие от МСМ измерений, отражающих прежде всего поля рассеяния нормальной компоненты **M**. Такая чувствительность выбранного подхода основана на регистрации сигнала одной поляризационной составляющей излучения ВГ, параллельной или ортогональной поляризации излучения накачки – это исключало детектирование магнитоиндуцированной компоненты нелинейного сигнала, вызванной продольной намагниченностью. Полученные картины с пространственной модуляцией интенсивности поляризационных компонент ВГ указывают на то, что намагниченность полосовых доменов наклонена как по отношению к нормали к пленке, так и к оси доменов. Ясная различимость замыкающих поверхностных доменов на рис. 3b, c для обеих комбинаций поляризаций показывает, что плоскостная компонента вектора средней намагниченности доменов составляет угол, отличный от нуля и 90° с направлением полосовых доменов; при этом в соседних доменах ее ориентация противоположна.

Качественно аналогичная картина распределения намагниченности в поверхностных доменах наблюдалась ранее, преимущественно методом МСМ, однако доменная структура скрытой границы раздела граната и гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) оставалась недоступна для наблюдения.

В работе [81] такое исследование внутренних границ структуры было выполнено с использованием метода нелинейно-оптической микроскопии; для этого оптическое возбуждение граната проводилось со стороны его пленки, а не подложки; изображение скрытой границы раздела гранат/ГГГ приведено на рис. 3d. Анализ именно этой границы обеспечивается высоким поглощением излучения ВГ в объеме граната. В этом случае картина распределения мощности аналогична полученной для верхней поверхности пленки граната: видны и замыкающие поверхностные домены, и полосовые объемные, причем средние размеры доменов для обеих границ пленки граната совпадают.

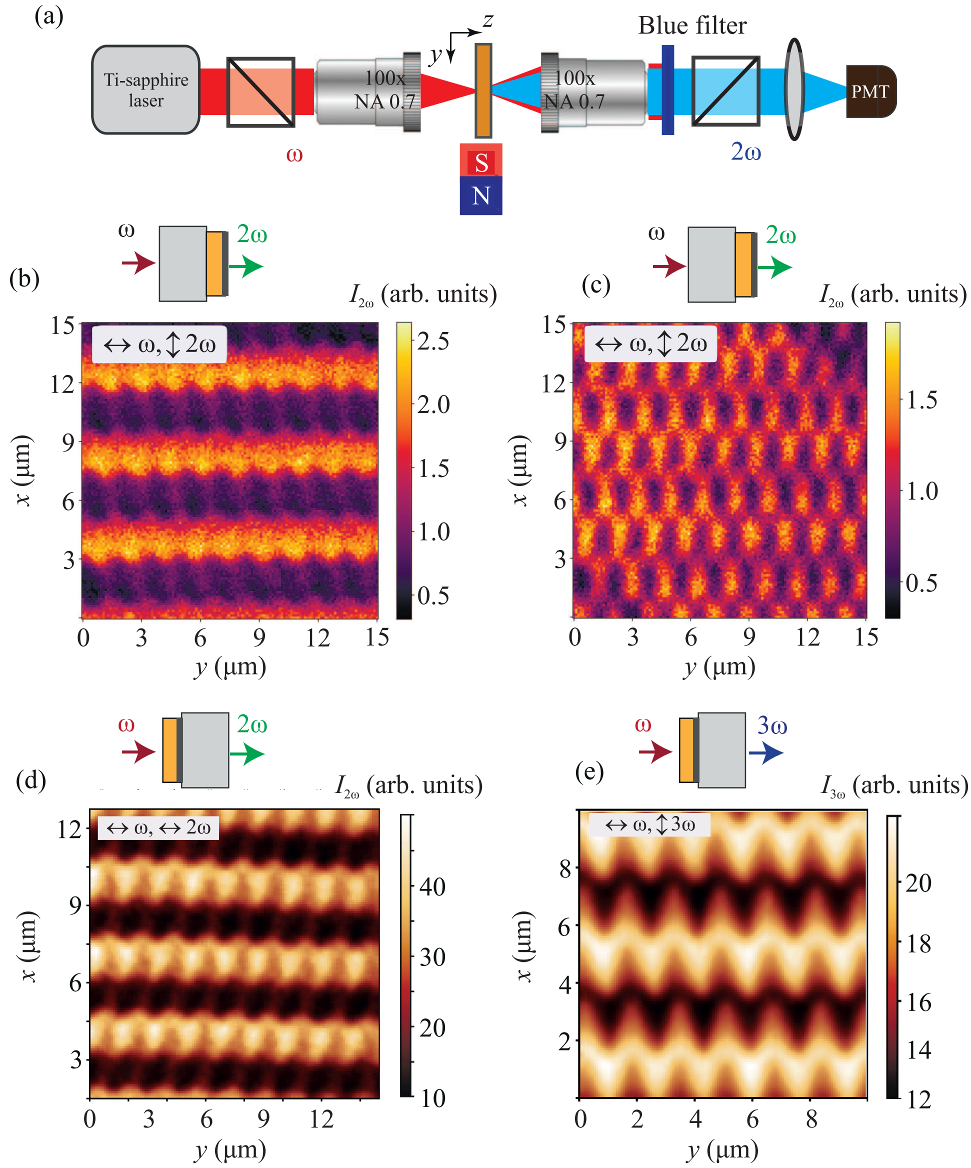

Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки (a) и карты распределения мощности ВГ для границы раздела пленки граната с воздухом при параллельных (b) и скрещенных (c) поляризациях излучения накачки и ВГ. (d) – Карта мощности ВГ для параллельных поляризаций излучения накачки и ВГ для скрытой границы раздела гранат/ГГГ. (e) – Карта мощности ТГ при скрещенных поляризациях накачки и ТГ на границе раздела гранат/ГГГ [80]. Вставка иллюстрирует падение накачки на структуру. Серый цвет – ГГГ, оранжевый – гранат, темная полоса – область, дающая регистрируемый сигнал ВГ

В работе [81] было впервые получено изображение скрытой границы раздела гранат/ГГГ методом микроскопии третьей оптической гармоники при использовании накачки с длиной волны $\lambda = 1200$ нм (рис. 3e). Как и в более ранних работах [80], для исследованного граната величина эффективной магнитоиндуцированной ТГ оказалась на несколько порядков меньше по сравнению с немагнитной ТГ, поэтому измерения по микроскопии ТГ проводились только для скрещенных поляризаций излучения накачки и ТГ; в противном случае не удавалось достичь контраста изображения. Соответствующая карта приведена на рис. 3e. Видны как полосовые домены, так и поверхностные, особенно выражена их зигзагообразная форма. Как представляется, это связано с тем, что в использованном методе отклик ТГ определяется средней намагниченностью области возбуждения, в том числе поверхностного домена, который имеет сложную объемную форму.

Интерес представляет также строение доменов в направлении вглубь пленки. Для решения этой задачи в работе [81] была использована нелинейная (кубичная) зависимость интенсивности сигнала ТГ от мощности и, соответственно, от положения фокуса пучка накачки (длина волны 1200 нм). Вначале была измерена зависимость интенсивности ТГ от координаты перетяжки лазерного пучка накачки вдоль нормали к пленке z (рис. 4a), значению $z = 0$ соответствует граница раздела граната и подложки ГГГ. Черными точками показаны данные эксперимента, сплошная линия – результат аппроксимации, на основании которой было определено положение границы раздела кубично нелинейной среды (граната) и линейной (подложка ГГГ). Зелеными символами и номерами *1–3* обозначены значения координаты перетяжки лазерного пучка z, для которых проведено сканирование интенсивности ТГ: на рис. 4b, c область перетяжки лазерного пучка расположена внутри пленки граната, на рис. 4d – в ГГГ; конфокальный параметр пучка накачки составил около 3 мкм.

Из приведенных изображений видно, что при фокусировке излучения накачки вглубь слоя граната (рис. 4b) видны преимущественно полосовые домены; при фокусировке на границу раздела гранат/ГГГ (рис. 4c) структура поверхностных доменов становится значительно более выраженной. Если же центр перетяжки лазерного пучка расположен уже вне слоя граната (рис. 4d), на изображении карты ТГ присутствуют только поверхностные замыкающие домены. Оценки показали, что их средняя глубина составляет около 1.5 мкм.

2.5. Анизотропия ВГ. Поскольку поверхность (111) исследуемой эпитаксиальной пленки граната анизотропна, следовало изучить ее влияние на свойства квадратичного нелинейно-оптического отклика. Соответствующие эксперименты описаны в работе [83]. В качестве источника зондирующего излучения с длиной волны 790 нм использовался фемтосекундный титан-сапфировый лазер с частотой следования импульсов 80 МГц, длительностью импульса 60 фс. Нелинейно-оптические эксперименты проводились в схеме на пропускание для угла падения лазерного излучения 2°–3°, сфокусированного на ФГ в область диаметром около 40 мкм (рис. 5a). Поскольку длина волны излучения накачки соответствует спектральной области прозрачности граната, а длина волны ВГ (395 нм) – области поглощения (рис. 1e), то лазерное излучение направлялось на структуру со стороны подложки, в этом случае источники генерации ВГ локализованы на границе раздела ФГ/воздух.

Измерения азимутальной анизотропии интенсивности ВГ при облучении структуры линейно-поляризованным светом проводились при синхронном вращении плоскости поляризации зондирующего излучения, осуществляемом поворотом пластины $\lambda/2$ на угол $\psi/2$, и поляризации излучения ВГ путем вращения анализатора на угол ψ, тогда как образец был неподвижен. Эксперименты выполнены для параллельных и перпендикулярных комбинаций поляризации лазерного излучения и ВГ, при этом во всех случаях азимутальный угол $\psi = 0°$ соответствовал ориентации плоскости поляризации лазерного излучения вдоль оси $O'X'$ лабораторной системы координат. При исследовании генерации магнитоиндуцированной ВГ структура помещалась в поле электромагнита, ориентированное вдоль оси $O'X'$.

Поверхность (111) эпитаксиальной пленки граната относится к точечной группе симметрии 3m. Для описания симметрии отклика на частоте ВГ введены системы координат: лабораторная и связанная с образцом. Пусть ZOY – плоскость зеркальной симметрии ФГ в системе отсчета, связанной с образцом, а ось OZ перпендикулярна пленке и совпадает с осью $O'Z'$ лабораторной системы отсчета. Эксперименты были проведены при двух азимутальных ориентациях образца – при $OY \parallel O'Y'$ и $OY \parallel O'X'$, соответственно внешнее магнитное поле было приложено вдоль разных кристаллографических направлений в пленке. Ориентация оси симметрии была также определена из измерений анизотропии ВГ без приложенного магнитного поля – в таком случае $I_{2\omega}^{IG}(H = 0, \psi)$ имеет 6 равновеликих максимумов как функция угла ψ в интервале $\psi = 0{-}360°$ [82, 83].

Анизотропия отклика ВГ была исследована при приложении к структуре насыщающего магнитного поля (~ 700 Гс) противоположных знаков. Зависимости $I_{2\omega}^{IG}(\pm H, \psi)$ в случае параллельных поляризаций излучения накачки и ВГ показаны на рис. 5b, c. Видно, что приложение магнитного поля существенно меняет симметрию нелинейно-оптического отклика, при этом форма кривых $I_{2\omega}^{IG}(\pm H, \psi)$ при намагничивании пленки в двух перпендикулярных направлениях различна, что указывает на анизотропию магнитных нелинейно-оптических свойств ФГ [84, 85]. Это связано с понижением симметрии поверхности граната при его намагничивании вдоль плоскости симметрии (вдоль OY), в отличие от случая $\mathbf{H} \parallel OX$. Анализ зависимости, приведенной на рис. 5b, c, показывает, что в гранате магнитоиндуцированный вклад

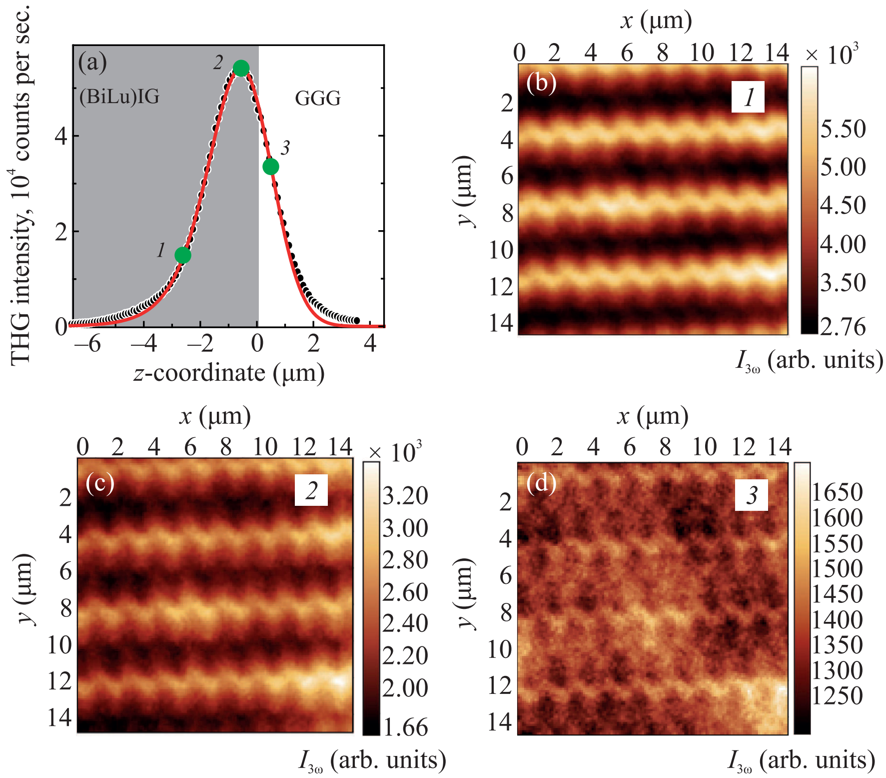

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость интенсивности ТГ от координаты перетяжки лазерного пучка вдоль нормали к пленке, z; для ортогональных поляризаций излучения накачки и ТГ; цифры *1–3* возле зеленых символов обозначают положение фокуса пучка накачки, при которых были получены соответствующие карты ТГ; (b)–(d) – карты мощности ТГ, полученные для положений перетяжки лазерного пучка в областях *1*, *2*, *3* [81]

в генерацию ВГ равен по величине немагнитному, а при $OY \parallel O'Y'$ – даже превосходит немагнитный, при этом разность фаз этих вкладов составляет 10°–20° [83].

Зависимости интенсивности ВГ от магнитного поля ($I_{2\omega}^{IG}(H)$) в пленке граната были измерены при ортогональных поляризациях излучения накачки и ВГ для двух азимутальных положений структуры относительно магнитного поля $\mathbf{H}$ (рис. 5d, e). Оказалось, что формы кривых намагничивания существенно различны: при $OY \parallel O'Y'$ наблюдается зависимость (рис. 5d), качественно аналогичная случаю линейного МОЭК (рис. 5d), тогда как при $OY \parallel O'X'$ зависимости $I_{2\omega}^{IG}(H)$ практически четные по полю (рис. 5e). Причина таких различий состоит в том, что, как следует из симметрийного анализа, при ориентации внешнего магнитного поля вдоль плоскости симметрии ФГ (111) ($OY \parallel O'X'$) и $\psi = 0°$ отсутствуют компоненты кристаллографического нелинейного отклика пленки, тогда генерация ВГ определяется только магнитоиндуцированной компонентой восприимчивости и интенсивность соответствующего отклика является четной функцией намагниченности. При этом форма гистерезиса линейного МОЭК не зависит от азимутальной ориентации структуры.

Отметим значительное различие полей насыщения, наблюдаемых в случае линейного МОЭК и генерации магнитоиндуцированной ВГ: $H_{\rm sat}^{\omega} \sim 500$ Гс, $H_{\rm sat}^{2\omega} \sim 300$ Гс. Оно обусловлено, очевидно, разной локализацией источников линейного и нелинейного магнитного сигнала – в “объеме” пленки (на глубине проникновения света) в случае МОЭК, и на границах раздела для магнитоиндуцированной ВГ, соответственно, и указывает на различие магнитных свойств поверхности и объема пленки. Таким образом, методы линейной и нелинейной магнитооптики дополняют друг друга при исследовании свойств ферромагнитных пленок, позволяя выявить магнитные эффекты в приповерхностном слое.

3. Пиннинг объемной доменной структуры граната I: 1D решетки Co/Au. В данном разделе рассматривается эффект пиннинга доменной структуры граната нанесенными на его поверхность массивами Co/Au решеток; результаты соответствующих

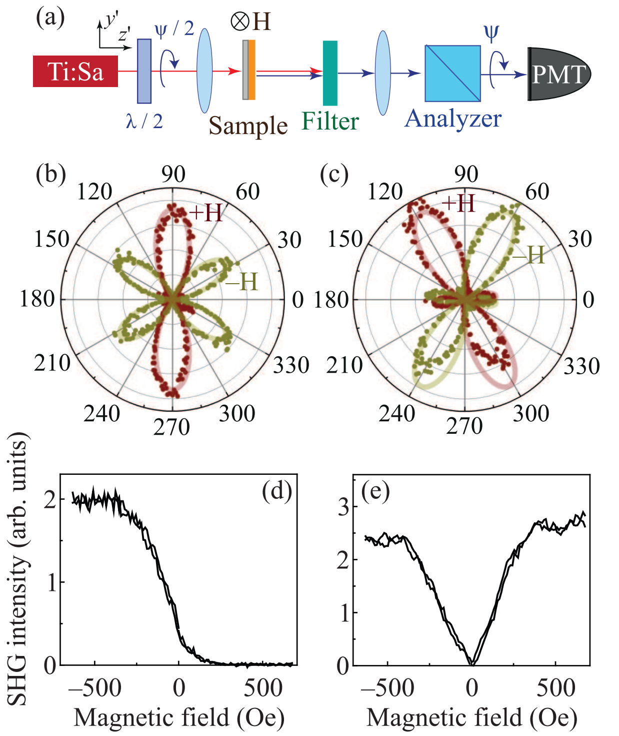

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Схема нелинейно-оптической экспериментальной установки для исследования анизотропии ВГ; (b), (c) – азимутальные зависимости $I_{2\omega}^{IG}(\pm H, \psi)$ в относительных единицах в пленке граната при двух ориентациях структуры относительно лабораторной системы отсчета $OY \parallel O'Y'$ и $OY \parallel O'X'$, параллельных поляризациях излучения накачки и ВГ; (d), (e) – гистерезисы магнитоиндуцированной ВГ в ФГ при $OY \parallel O'Y'$ и $OY \parallel O'X'$ и ортогональных ориентациях поляризации накачки и ВГ [83]

исследований представлены в [86]. Насколько нам известно, в этой работе было впервые продемонстрировано, что магнитная структура нанометровой толщины способна, при определенных условиях, фиксировать ориентацию и ширину объемных полосовых доменов, а главное – закрепить их пространственное положение таким образом, что ДС располагаются под поверхностными магнитными наноструктурами.

3.1. Исследуемые структуры. Для экспериментов была выбрана пленка граната толщиной 5 мкм, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на поверхности (111) подложки ГГГ. Данные МСМ исследований показали, что в такой пленке в отсутствие внешнего магнитного поля формируется объемная полосовая доменная структура с периодом около $D = 5$ мкм, в поверхностной области образуются зигзагообразный массив замыкающих доменов с периодом около $D_s = 1.9$ мкм [86]. На поверхность ФГ наносилась пленка кобальта толщиной 15 нм с защитным слоем Au толщиной 10 нм, из которых методом литографии были изготовлены три 1D решетки с периодами $d = 2.5, 2.2$ и 1.9 мкм (обозначим их как структуры A1, A2, A3), что близко к ширине полосовых доменов ФГ; ширина полос для всех структур составила $b = 1$ мкм. На вставке рис. 6c приведено изображение метаповерхности A1, полученное в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ). В качестве референсной немагнитной структуры была изготовлена золотая решетка из пленки Au толщиной 10 нм с параметрами $b = 1$ мкм и $d = 2.5$ мкм (структура A4).

3.2. Поляризационная микроскопия. Визуализация доменной структуры проводилась методом поляризационной микроскопии (схема представлена на рис. 2a) при приложении латерального магнитного поля с напряженностью до 500 Гс. Оптические изображения были получены при разных значениях приложенного магнитного поля, $\mathbf{H}$, и для разных азимутальных углов, α, между полосками Co/Au (или Au) решетки и направлением $\mathbf{H}$, как показано на вставке к рис. 6c.

На рисунке 6a, b представлены изображения структуры в поляризационном микроскопе в области краев метаповерхностей A1 и A4 после приложения и выключения насыщающего магнитного поля $H = 500$ Гс, направление которого показано белой стрелкой, при $\alpha = 10°$. Видно, что в чистом гранате (без метаповерхности) объемные полосовые домены направлены вдоль (выключенного) магнитного поля, так же как и в случае граната с немагнитной решеткой Au (A4). Напротив, под структурой A1 (решетка Co/Au) полосовые домены в ФГ ориентированы вдоль решетки. Аналогичный эффект наблюдался для структур A2 и A3 при различных значениях α. Отклонение азимутальной ориентации осей полосовых доменов относительно внешнего магнитного поля является проявлением эффекта пиннинга ДС, обусловленного магнитной метаповерхностью.

Были получены наборы данных поляризационной микроскопии для магнитного поля, варьирующегося в интервале от -500 до 500 Гс и для дискретных значений α, затем изображения были обработаны с помощью двумерного Фурье-анализа. В результате для всех структур получены полевые зависимости периода объемных и поверхностных доменов (D и D_s), а также угла отклонения объемных доменов от направления внешнего поля, φ (рис. 6c, d). Общей тенденцией является уменьшение значения D с увеличением $|\mathbf{H}|$ вплоть до исчезновения доменов в насыщающем поле $|\mathbf{H}| \sim 420{-}450$ Гс. В структуре A4 с

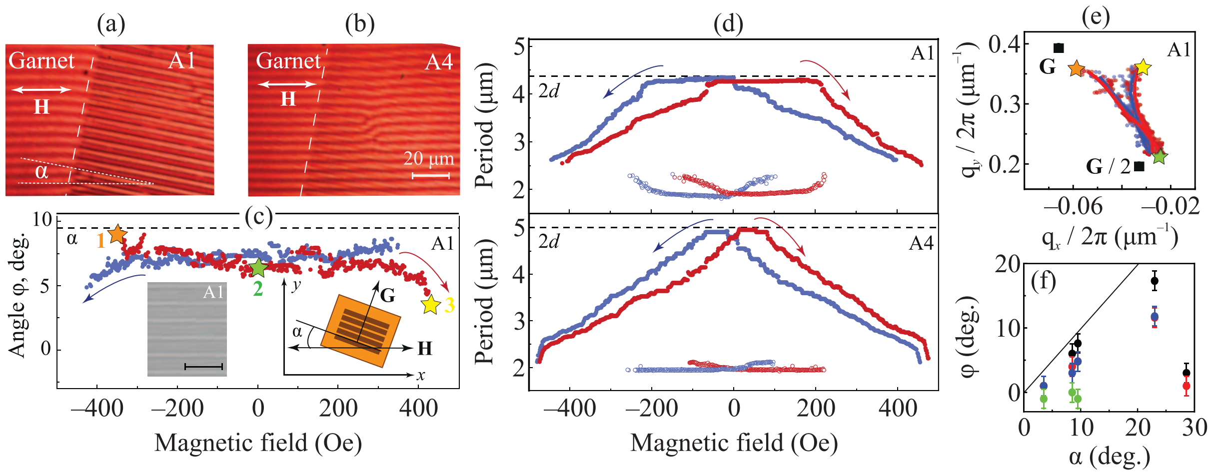

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a), (b) – Данные поляризационной микроскопии для остаточной доменной структуры образцов A1 и A4 при $\alpha \approx 10^{\circ}$, края метаповерхностей обозначены пунктирными линиями, направление приложенного и выключенного магнитного поля показано белыми стрелками; (c) – зависимости угла между полосовыми доменами и направлением $\mathbf{H}$ от приложенного магнитного поля, $\alpha = 9.5^{\circ}$ (штриховая линия), на вставках: СЭМ изображение структуры A1 (указанный отрезок составляет 5 мкм) и схема приложения магнитного поля к структуре; (d) – зависимости периодов объемной (заполненные точки) и поверхностной замыкающей (незаполненные кружки) доменной структуры от приложенного магнитного поля для образцов A2 и A4, штриховая линия соответствует удвоенному периоду металлической решетки, данные для $\alpha = 9.5^{\circ}$; (e) – вектор обратной решетки $\mathbf{q}$ магнитных доменов в A1 для различных значений магнитного поля, звездочки соответствуют точкам на панели (d), красные точки соответствуют данным для возрастающего магнитного поля, синие точки – для убывающего, $\mathbf{G}$ – вектор обратной решетки решетки Co/Au; (f) – угол ориентации доменов, φ, в зависимости от наклона метаповерхности, α, относительно внешнего (ранее приложенного и снятого) магнитного поля для структур A1 (черный), A2 (красный), A3 (синий) и A4 (зеленый), линия – функция $\varphi = \alpha$ [86]

немагнитной решеткой, как и в чистом гранате, период объемных доменов меняется с магнитным полем в диапазоне $D \sim 2.11{-}4.95$ мкм. Поверхностные домены наблюдаются в диапазоне значений $|\mathbf{H}|$ примерно от -200 Гс до 200 Гс, их период меняется в диапазоне $D_s \sim 1.85{-}2.10$ мкм и увеличивается с ростом $|\mathbf{H}|$.

Важным индикатором эффекта пиннинга ДС является плато в зависимости $D(\mathbf{H})$, которое наиболее выражено в структуре A1 для напряженности внешнего магнитного поля от -200 Гс до 200 Гс. В этом интервале период объемной доменной структуры (5 мкм) близок к удвоенному периоду решетки (пунктирные линии на рис. 6d). Для немагнитной решетки A4 зависимость $D(\mathbf{H})$ аналогична зависимости чистого граната и имеет узкое плато в диапазоне $H \in [-90; 90]$ Гс.

Другим проявлением эффекта пиннинга в магнитном поле является выстраивание полосовых доменов вдоль ферромагнитных решеток (рис. 6c). Его индикатором является близость угла φ между доменами в гранате под метаповерхностью и направлением магнитного поля к углу α (пунктирная линия на рис. 6c). Этот эффект является наиболее выраженным в структуре A1, для которой $\varphi \approx 7^{\circ}$ в широком диапазоне значений магнитного поля наблюдалось при $\alpha = 9.5^{\circ}$. Для немагнитной структуры A4 такой эффект не наблюдается – в ней объемные домены всегда ориентированы вдоль внешнего поля ($\varphi \approx 0^{\circ}$) [86].

Интересно, что наибольшая разница в угле ориентации домена φ при увеличении и уменьшении внешнего поля (т.е. между красными и синими кривыми $\varphi(\mathbf{H})$) наблюдается для значений напряженности магнитного поля, близких к насыщающему (рис. 6c). При больших по модулю отрицательных значениях магнитного поля, близких к H_{sat}, уменьшение $|\mathbf{H}|$ приводит к зарождению полосовых доменов, угол отклонения которых от направления внешнего поля $\varphi \approx 9^{\circ}$ (точка 1, отмеченная оранжевой звездочкой), т.е. домены образуются ориентированными вдоль решетки Co/Au. Таким образом, зарождение доменов чувствительно к наличию решетки ферромагнитного металла с гранатом, навязывающему им предпочтительную ориентацию. Переход магнитного поля через нулевое значение (точка 2, отмеченная зеленым символом) и дальнейший рост (положительного) внешнего магнитного поля до $|\mathbf{H}| \approx 360$ Гс приводит к исчезновению доменов с тенденцией их вы-

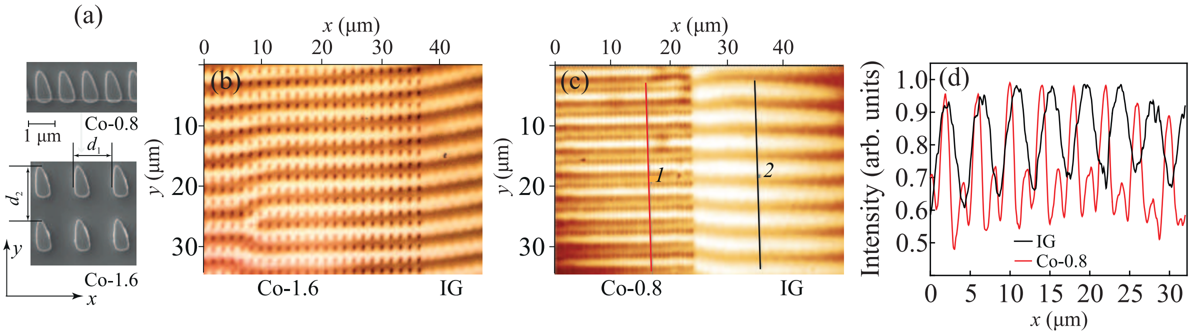

Рис. 7. (Цветной онлайн) (a) – СЭМ-изображения массивов треугольников на гранате; (b), (c) – данные поляризационной микроскопии для края структур Co-1.6 и Co-0.8; (d) – срезы данных на панели (c) для чистого ФГ (черная кривая) и Co-0.8 (красная кривая) [72]

равнивания вдоль внешнего магнитного поля, которая проявляется в уменьшении угла φ (точка 3, желтый символ). Аналогичный эффект наблюдался для структур A2 и A3. При изменении магнитного поля от положительных к отрицательным значениям наблюдается аналогичный сценарий.

Для лучшей иллюстрации эффекта пиннинга ДС проанализирована зависимость вектора обратной решетки доменной структуры, $\mathbf{q}$, от величины $\mathbf{H}$ (рис. 6e). Здесь компоненты q_x и q_y соответствуют направлениям вдоль и перпендикулярно внешнему полю $\mathbf{H}$ (см. вставку на рис. 6c), вектор обратной решетки для метаповерхности, $\mathbf{G}$, также показан для сравнения. Видно, что для зарождающихся доменов (оранжевый символ) $\mathbf{q}$-вектор ближе к $\mathbf{G}$, чем для исчезающих доменов (желтый символ).

На рисунке 6f представлены зависимости $\varphi(\alpha)$ для всех четырех образцов при $|\mathbf{H}|$ =0. Лучшее выстраивание доменов вдоль решетки происходит в структуре A1 (черные точки), период которой ближе всего к половине периода полосовых доменов в отсутствие поля в чистом гранате. Этот эффект наиболее выражен для малых азимутальных углов α, а при $\alpha > 25°$ "ориентационный " эффект пиннинга исчезает.

Таким образом, пиннинг доменных стенок граната 1D решеткой Co/Au проявляется как (i) фиксация периода доменной структуры, близкого к удвоенному периоду метаповерхности, и (ii) выравнивание полосовых доменов ФГ вдоль нанесенной магнитной решетки, повернутой на небольшой угол относительно внешнего магнитного поля. Оба эффекта не наблюдались в образце A4 с немагнитной решеткой из золота – в ней полевые зависимости доменной структуры были аналогичны случаю чистого граната. Предположительно, механизм эффекта пиннинга ДС связан с магнитостатическим взаимодействием анизотропных полос кобальта и ДС граната [72, 87]. Другим возможным механизмом является обменное взаимодействие Co и гранатовой пленки, однако оно, по-видимому, играет гораздо менее существенную роль в формировании объемной доменной структуры ФГ вследствие большой толщины слоя граната по сравнению с приповерхностной областью интерфейса. Механизм эффекта определить довольно сложно, он является предметом дополнительных исследований, основанных на микромагнитном моделировании, включающем сложную пространственную структуру распределения намагниченности граната.

4. Пиннинг доменной структуры граната – II: 2D массивы частиц Co/Au треугольной формы.

4.1. Исследуемые структуры. В качестве подложки для магнитной решетки была выбрана пленка Lu,Bi-замещенного граната толщиной 10 мкм, выращенная на ГГГ толщиной 500 мкм, исследования которой приведены в разделе 2, с параметрами доменной структуры $D = 4.4$ мкм, $D_s = 1.6$ мкм. На поверхности ФГ методом электронной литографии из двуслойной пленки Co (20 нм)/Au (10 нм) были изготовлены массивы частиц, форма которых близка к прямоугольному треугольнику с катетами 0.35 мкм и 1 мкм. Получены две метаповерхности, отличающиеся периодами $d_1 = 1.6$ или 0.8 мкм вдоль коротких сторон треугольных частиц. Периоды вдоль длинных сторон совпадали и составляли $d_2 = 2.0$ мкм. Далее эти две структуры обозначаются как "Co-1.6" или "Co-0.8" соответственно. Выбор величин d_1 и d_2 обусловлен их близостью к периодам объемных и поверхностных доменов ФГ. СЭМ-изображения образцов приведены на рис. 7a.

4.2. Поляризационная микроскопия. Визуализация доменной структуры Co-1.6, Co-0.8 и чистой пленки граната проводилась методом поляризационной микроскопии, перед экспериментами к структурам было приложено и затем выключено насыщающее магнитное поле, ориентированное вдоль рядов треугольников (вдоль оси OX на рис. 7). Соответствующие результаты представлены на рис. 7b, c, d; можно легко различить ряды магнитных частиц, длинные катеты которых ориентированы вдоль оси OY. Видно, что полосовые домены имеют тенденцию ориентироваться параллельно (снятому) постоянному магнитному полю, стенки полосовых доменов преимущественно расположены под рядами частиц. Эта корреляция наиболее очевидна в случае массива Co-0.8 (рис. 7c), в отличие от массива Co-1.6 (рис. 7b).

В пакете Gwyddion были получены срезы данных поляризационной микроскопии для чистой пленки ФГ и метаповерхности Co-0.8 (рис. 7d). Видно, что период полученной зависимости для ФГ составляет $D = 4.3$ мкм и содержит два полосовых домена, соответствующих минимуму и максимуму черной кривой на рис. 7d. Период паттерна Co-0.8 (красная кривая) содержит два минимума, соответствующих низкому пропусканию в области рядов треугольных частиц, в то время как высокий и низкий максимумы соответствуют светлым и темным доменам ФГ, расположенным между рядами (рис. 7c). В этом случае величина периода рассчитывалась как среднее расстояние между высокими максимумами, полученное значение $D = 4.0$ мкм совпадает с удвоенным периодом d_2 метаповерхности Co/Au.

Аналогичные измерения, проведенные после приложения плоскостного магнитного поля вдоль длинных сторон треугольников в обеих структурах, не выявили выраженной корреляции положения ДС гранатовой пленки и частиц.

Таким образом, в плотноупакованном массиве частиц наблюдается пиннинг ДС граната.

4.3. Дифракция света на доменах. Пиннинг ДС можно также наблюдать методом детектирования пространственного спектра лазерного излучения при дифракции на доменах, проведение эксперимента было описано в разделе 2. Перед измерениями к структурам было приложено и выключено насыщающее магнитное поле, ориентированное вдоль рядов частиц Co/Au (рис. 8a). Пространственные спектры структур Co-0.8 и Co-1.6 содержат два типа дифракционных максимумов:

- максимумы, соответствующие дифракции на решетке треугольников, – выделены зелеными кружками на рис. 8b, c, их угловое положение не зависит от величины приложенного магнитного поля и определяется периодами метаповерхности;

- максимумы, соответствующие дифракции на доменах в гранате, – выделены желтыми кружками, угол дифракции, ϕ, увеличивается при увеличении напряженности магнитного поля, а при насыщении пики исчезают.

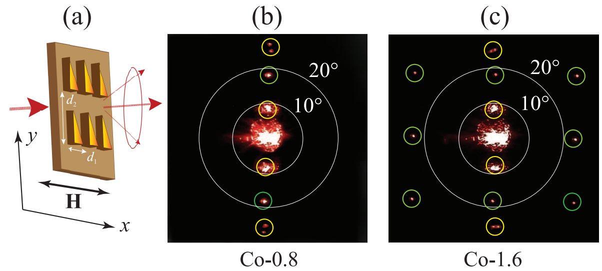

Рис. 8. (Цветной онлайн) (a) – Схема эксперимента по изучению дифракции; (b), (c) – полученные дифракционные картины структур Co-0.8 и Co-1.6, где зелеными кружками обведены максимумы дифракции на решетке треугольников, желтыми кружками – на полосовых магнитных доменах

Угловое положение максимумов второго типа позволяет определить период доменной структуры ФГ как $D \sin\phi = M\lambda$, где $M \in Z$. При этом, поскольку лазерный луч освещает как область чистого граната, так и ФГ, покрытого метаповерхностью, то пространственный спектр содержит соответствующие максимумы дифракции. Пик при $M = 1$, расположенный под углом 8°, слишком широкий, чтобы можно было различить вклады чистого граната и ФГ под наночастицами. Для структуры Co-0.8 максимум при $M = 3$ имеет два хорошо разрешенных пика при $\phi = 26.3°$ и $\phi = 28.4°$, положение которых чувствительно к магнитному полю. Первый из указанных углов соответствует периоду доменов в чистом ФГ $D = 4.3$ мкм, а второй – периоду доменов в пиннингованной пленке $D = 2d_2 = 4.0$ мкм. Следует отметить, что дифракционные максимумы четных порядков отсутствуют в силу одинаковой ширины полосовых доменов с противоположной намагниченностью.

Для структуры Co-1.6 при $M = 3$ также хорошо видно два разрешенных максимума (рис. 8c), однако их угловое положение примерно одинаково ($\phi \approx 26°$) и соответствует периоду $D = 4.3$ мкм как в чистом гранате, так и в гранате под метаповерхностью, т.е. массив треугольных частиц с менее плотной упаковкой не влияет на период доменной структуры ФГ. Это коррелирует с вышеприведенными данными поляризационной микроскопии.

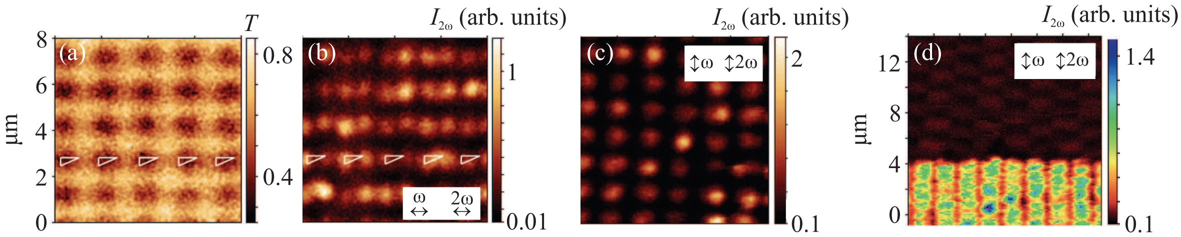

Рис. 9. (Цветной онлайн) (a) – Карта коэффициента пропускания и (b), (c) – результаты микроскопии ВГ в структуре Co-1.6, ориентации плоскости поляризации излучения накачки и ВГ показаны стрелками, все три панели соответствуют одному и тому же участку структуры; (d) – результат микроскопии ВГ на крае структуры Co-0.8: верхняя честь панели соответствует чистому ФГ, нижняя – метаповерхности [90]. На всех рисунках длинные катеты треугольников ориентированы горизонтально

4.4. Микроскопия второй гармоники. Эксперименты были проведены на установке, описанной в разделе 2, излучение накачки, направленное на поверхность граната со стороны подложки под нормалью, фокусировалось в пятно субмикронного диаметра; прошедший сигнал ВГ регистрировался ФЭУ.

Для определения местоположения мета-атомов были получены карты линейного коэффициента пропускания структур, результат для Co-1.6 представлен на рис. 9a; темные участки низкого пропускания соответствуют расположению металлических частиц. Панели (b), (c) рис. 9 показывают карты интенсивности ВГ для параллельных и скрещенных поляризаций падающего излучения и нелинейно-оптического отклика. Как видно, наблюдаются различные типы периодических паттернов областей высокоэффективной генерации ВГ (так называемые "hotspots" [88, 89]) в зависимости от комбинаций поляризаций. Межчастичное расстояние 1.6 мкм позволяет достаточно четко различать эти области.

Так, при ориентации поляризации излучения накачки и ВГ параллельно длинным катетам треугольников, в каждой частице образуются два "hotspots" (рис. 9b). При ориентации поляризаций лазерного излучения и нелинейного отклика вдоль короткого катета треугольников для каждой частицы Co/Au наблюдается один "hotspot" (рис. 9c). Более детальный анализ показывает, что распределение интенсивности ВГ определяется поляризацией падающего на структуру излучения, в то время как поляризация волны ВГ менее значима [90]. В структуре Co-1.6 усиление нелинейно-оптического отклика мета-атомами, полученное путем сравнения интенсивности отклика внутри "hotspot" и вне его, достигает 8–10 раз.

На рисунке 9d показана картина распределения интенсивности ВГ на краю массива Co-0.8. Верхняя часть панели соответствует чистой поверхности ФГ, нижняя – метаповерхности на ФГ; плоскости поляризации лазерного излучения и квадратичного отклика параллельны коротким сторонам треугольных частиц. Из-за малого периода структуры Co-0.8 области сильной локализации сигнала ВГ, связанные с отдельными мета-атомами Co/Au, не могут быть разрешены в имеющихся экспериментальных условиях. В то же время ряды "hotspots", соответствующие рядам металлических частиц, отчетливо видны.

Усиление среднего квадратичного нелинейно-оптического отклика в массивах частиц Co-0.8 и Co-1.6, рассчитанное путем интегрирования интенсивности ВГ по областям площадью около нескольких квадратных микрометров в чистом гранате и метаповерхности, приблизительно одинаково и составляет 9–10 раз.

Следует отметить, что интенсивность генерации ВГ пропорциональна четвертой степени напряженности локального электрического поля внутри структуры. Согласно спектроскопическим исследованиям [72], изученные метаповерхности не обладают резонансными особенностями в оптическом диапазоне. Однако из-за накопления электрических зарядов на геометрически острых участках металлических треугольников достигается усиление локального поля в этих областях (так называемый эффект громоотвода), что хорошо видно по данным моделирования [90]. Значение $|\mathbf{E}_\omega|^4$ существенно возрастает вблизи краев частиц, поэтому эффективность генерации ВГ значительно повышается массивами мета-атомов асимметричной формы.

Численным моделированием было подтверждено, что при ориентации плоскости поляризации лазерного излучения вдоль длинного катета треугольников области локализации поля накачки в частице расположены далеко друг от друга (вблизи меньшего угла и меньшего катета), что позволяет разрешить их методом микроскопии ВГ – в таком случае в каждой частице видно два "hotspots" (рис. 9b).

Таким образом, метод микроскопии ВГ позволяет исследовать распределения локальных полей накачки в микроструктурах, что может быть полезно для создания метаповерхностей с прогнозируемыми функциональными оптическими свойствами.

4.5. Анизотропия второй гармоники. Наконец, было изучено влияние метаповерхности на гранате на нелинейно-оптический отклик структуры на макроскопическом уровне.

На установке, представленной на рис. 5a, для ФГ и Co-0.8 были измерены азимутальные зависимости интенсивности ВГ, обозначенные соответственно $I_{2\omega}^{IG}(\psi)$ и $I_{2\omega}^{\mathrm{Co/Au}}(\psi)$, при параллельных ориентациях поляризации накачки и ВГ (рис. 10a). Все графики рис. 10a демонстрируют шесть максимумов $I_{2\omega}$ на азимутальный оборот, такой вид зависимости соответствует группе симметрии 3m грани (111) ФГ. Величины интенсивности ВГ в максимумах нелинейного сигнала различаются для поверхностей чистого граната и Co-0.8. Отметим, что для идеальной поверхности симметрии 3m при нормальном падении лазерного излучения максимумы $I_{2\omega}^{IG}(\psi)$ должны быть равновеликими. В рассмотренном эксперименте это не так, что, по-видимому, связано с небольшой отстройкой от нормального падения света на поверхность [83].

Анализ различий нелинейно-оптического отклика метаповерхности и слоя ФГ, полученных в одинаковых экспериментальных условиях, удобно проводить при рассмотрении разницы эффективности их нелинейно-оптического отклика, т.е. азимутальных зависимостей $I_{2\omega}^{\mathrm{Co/Au}}(\psi) - I_{2\omega}^{IG}(\psi)$ (рис. 10b). Соответствующие данные демонстрируют 180° периодичность, отвечающую зеркальной симметрии нелинейного отклика, как и ожидается для эксперимента на пропускание при примерно нормальном падении света. Разность $I_{2\omega}^{\mathrm{Co/Au}}(\psi) - I_{2\omega}^{IG}(\psi)$ является знакопеременной, достигает максимумов при $\psi = 30°$ и $210°$, а минимумов – при $90°$ и $270°$.

Из анализа азимутального положения максимумов $I_{2\omega}^{IG}(\psi)$ и СЭМ-изображений структуры Co-0.8 было определено, что ориентация длинных катетов треугольников совпадает с плоскостью симметрии поверхности граната. В исследуемых массивах частиц расстояния между мета-атомами сравнимы с их латеральным размером, поэтому наблюдаемый оптический и нелинейно-оптический отклик метаповерхностей является усредненным по облучаемой части массива. 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. Ввиду большого количества параметров (6 комплексных компонент тензора квадратичной восприимчивости массива) полученные из аппроксимации данных $I_{2\omega}^{\mathrm{Co/Au}}(\psi) - I_{2\omega}^{IG}(\psi)$ значения компонент тензора квадратичной восприимчивости сложно интерпретировать [83]. Кроме того, известно, что в металлических наноструктурах компоненты χ_{ijk} определяются не только формой частиц, но и распределением локального поля в них [91], которое, в свою очередь, зависит от длины волны света и материала частиц. По-видимому, разная локализация поля накачки в частицах субмикронного размера также приводит к искажению азимутальной анизотропии отклика ВГ.

Отметим, что в среднем наблюдается усиление квадратичного нелинейно-оптического сигнала в метаповерхностях по сравнению с чистым гранатом. На основании экспериментальных зависимостей (рис. 10a) получено, что $\langle I_{2\omega}^{\mathrm{Co/Au}}\rangle_\psi / \langle I_{2\omega}^{IG}\rangle_\psi \approx 1.3$, где угловые скобки обозначают усреднение по всем азимутальным углам ψ. Из рисунка (рис. 10b) также видно, что $\langle I_{2\omega}^{\mathrm{Co/Au}}(\psi) - I_{2\omega}^{IG}(\psi)\rangle_\psi > 0$ (оранжевая линия). Можно предположить, что данное усиление связано с локализацией и возрастанием оптического поля на частоте накачки в наночастицах вследствие эффекта громоотвода, обсуждавшегося в предыдущем разделе.

Исследована также анизотропия интенсивности ВГ при приложении к структурам насыщающего пленку граната статического магнитного поля (около 700 Гс). Как уже обсуждалось, приложение магнитного поля существенно меняет симметрию нелинейно-оптического отклика. 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:

$$\rho_{2\omega}(\psi) = \frac{I_{2\omega}(+H,\psi) - I_{2\omega}(-H,\psi)}{I_{2\omega}(+H,\psi) + I_{2\omega}(-H,\psi)}. \qquad (6)$$

Азимутальные зависимости $\rho_{2\omega}$ рассчитаны по измеренным данным $I_{2\omega}(\pm H,\psi)$ для граната (рис. 5b, c) и метаповерхностей при параллельных и перпендикулярных ориентациях падающего и регистрируемого сигнала ВГ (рис. 10c, d). Видно, что формы графиков (рис. 10c, d) магнитного контраста для метаповерхности из частиц Co/Au, $\rho_{2\omega}^{\mathrm{Co/Au}}(\psi)$, похожи на аналогичные данные для граната, однако

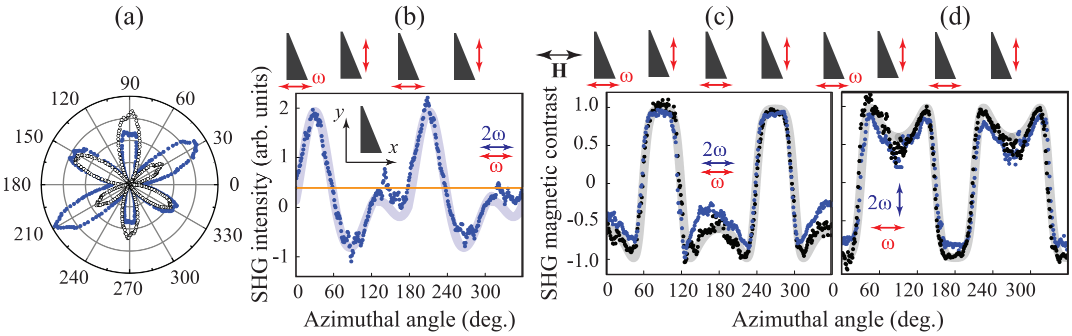

Рис. 10. (Цветной онлайн) (a) – $I_{2\omega}^{\mathrm{Co/Au}}(\psi)$ (синие точки) и $I_{2\omega}^{\mathrm{IG}}(\psi)$ (черные точки) при параллельных поляризациях излучения накачки и ВГ; (b) – $I_{2\omega}^{\mathrm{Co/Au}}(\psi) - I_{2\omega}^{\mathrm{IG}}(\psi)$, оранжевая линия – среднее значение; (c), (d) – азимутальные зависимости $\rho_{2\omega}^{IG}(\psi)$ (черные точки) и $\rho_{2\omega}^{\mathrm{Co/Au}}(\psi)$ (синие точки) при параллельных и ортогональных поляризациях излучения накачки и ВГ, сплошные линии – результат аппроксимации для чистого ФГ, над панелями схематично показано положение плоскости поляризации излучения накачки относительно структуры при различных азимутальных углах ψ [83]

для некоторых азимутальных углов (например, в окрестности $\psi = 0$ и $180°$) величина магнитного контраста ВГ в метаповерхности Co/Au (синие точки на рис. 10c, d) оказывается примерно в полтора раза меньше, чем в гранате.

В чистом ФГ, как уже было сказано, величины магнитоиндуцированного и кристаллографического вкладов в генерацию ВГ сравнимы, поэтому магнитный контраст достигает единицы. Поскольку для Co-0.8 магнитный контраст ВГ, $\rho_{2\omega}^{\mathrm{Co/Au}}(\psi)$, при некоторых азимутальных углах меньше, чем в гранате, то можно заключить, что эффективные магнитоиндуцированные вклады массива частиц и слоя ФГ в ВГ находятся в противофазе. Это согласуется с данными полевых зависимостей меридионального МОЭК для референсной сплошной пленки Co/Au и граната [90] – знаки магнитного контраста в насыщающем поле в этих структурах противоположны. При этом вклад Co/Au наночастиц в генерацию магнитоиндуцированной ВГ в насыщающем поле заметен на фоне нелинейно-оптического отклика граната.

5. Заключение. Таким образом, в миниобзоре представлены результаты исследования доменной структуры пленок граната с помощью различных, в том числе поверхностно- чувствительных, оптических методов, с основной направленностью на анализ и диагностику объемной и поверхностной доменной структуры. Использованы методы поляризационной оптической микроскопии, дифракции, а также микроскопии генерации оптических второй и третьей гармоник. Проведенное рассмотрение имеет и методическую направленность, поскольку демонстрирует, что нелинейно-оптические методы имеют ряд преимуществ, позволяя, например, диагностировать доменную структуру вблизи скрытых границ раздела, изучать локальные распределения электромагнитного поля.

Вторая цель обзора состояла в демонстрации пиннинга объемной доменной структуры граната в присутствии регулярных массивов металлических магнитных наноструктур на его поверхности – в случае близости их периодов к размерам доменов ФГ. Показано, что пиннинг проявляется как в фиксации расположения доменов пленки ФГ, при котором ДС стремятся ориентироваться вдоль направлений анизотропии метаповерхностей, так и в изменении зависимости периодов доменов от магнитного поля. При этом продемонстрировано, что симметрия нелинейно-оптического отклика ФГ с магнитной метаповерхностью модифицируется, в основном за счет снижения симметриии нелинейно-оптического отклика при том, что магнитоиндуцированный вклад в генерацию ВГ соизмерим и даже может превосходить немагнитный. Отметим, что механизм пиннинга доменной структуры граната требует дополнительных теоретических исследований и проведения численного моделирования.

Финансирование работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 19-72-20103-П). Эксперименты были выполнены с использованием оборудования, предоставленного по программе развития Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, соглашение # 126 от 01/03/2022.

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. К. П. Белов, М. А. Зайцева, УФН **66**(1), 141 (1958).
3. А. К. Звездин, А. К. Котов, *Магнитооптика тонких пленок*, Наука, М. (1988), 192 с.
4. E. Banos-Lopez, F. Sanchez-De Jesus, C. A. Cortes-Escobedo, A. Barba-Pingarron, A. M. Bolarin-Miro, Materials **11**, 1652 (2018).
5. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, М. П. Темирязева, А. Г. Темирязев, Письма в ЖЭТФ **96**, 665 (2012).
6. Yu. B. Kudasov and R. V. Kozabaranov, Phys. Solid State **61**(9), 1640 (2019).
7. Y. Nakamura, S. B. S. Chauhan, and P. B. Lim, Photonics **11** (10), 931 (2024).
8. Y. Fang, H. Shen, Y. Ma, S. Liao, S. Xia, T. Tian, D. Zhou, Y. Ma, and J. Xu, J. Rare Earths **42**, 1110 (2024).
9. D. Scheffler, O. Steuer, S. Zhou, L. Siegl, S. T. B. Goennenwein, and M. Lammel, Phys. Rev. Mater. **7**, 094405 (2023).
10. M. S. Hasan, M. I. Khan, S. S. Ali, and A. Brahmia, Ihtisham-ul-Haq, Mater. Sci. Eng. B **301**, 117180 (2024).
11. H. Li, D. Zhang, Y. Zhang, J. Yu, I. Syvorotka, F. Wang, S. Yang, Q. Wen, H. Zhang, and Q. Yang, Results Phys. **60**, 107625 (2024).
12. Y. Yoshihara, K. Ishiyama, T. Watanabe, P. B. Lim, C. A. Ross, T. Goto, and M. Inoue, Appl. Phys. Lett. **123**, 112404 (2023).
13. M. I. Panin, N. E. Kupchinskaya, M. V. Bakhmetiev, R. B. Morgunov, V. N. Berzhansky, V. I. Belotelov, S. N. Polulyakh, and A. I. Chernov, J. Appl. Phys. **137**(4), 043904 (2025).
14. S. N. Polulyakh, D. V. Avdeenko, E. Yu. Semuk, P. M. Vetoshko, and V. I. Belotelov, JETP Lett. **121** (2), 149 (2025).
15. L. Jin, K. Jia, Y. He, G. Wang, Zh. Zhong, and H. Zhang, Applied Surface Science **483**, 947 (2019).
16. А. С. Каминский, Н. В. Мясников, А. П. Пятаков, Физика металлов и металловедение **124**(2), 190 (2023).
17. N. Myasnikov, A. Podkletnova, E. Nikolaeva, and A. Pyatakov, J. Magn. Magn. Mater. **595**, 171497 (2024).
18. А. А. Карпачева, Н. В. Митетело, М. А. Степанов, А. А. Гуськов, А. С. Каминский, А. П. Пятаков, Письма в ЖЭТФ **122**(2), 103 (2025).
19. N. M. Myasnikov and A. V. Pyatakov, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **89**(1), 138 (2025).
20. R. M. Vakhitov, A. R. Yumaguzin, and G. T. Gridneva, Phys. Scr. **98**, 125988 (2023).
21. Н. И. Грибова, В. Н. Бержанский, С. Н. Полулях, В. И. Белотелов, Письма в ЖЭТФ **120** (3), 190 (2024).
22. Yu. B. Kudasov, M. V. Logunov, R. V. Kozabaranov, I. V. Makarov, V. V. Platonov, O. M. Surdin, D. A. Maslov, A. S. Korshunov, I. S. Strelkov, A. I. Stognij, V. D. Selemir, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. **120**, 122403 (2022).
23. A. Dolgikh, F. Formisano, K. H. Prabhakara, M. V. Logunov, A. K. Zvezdin, P. C. M. Christianen, and A. V. Kimel, Appl. Phys. Lett. **120**, 012401 (2022).
24. J. D. Costa, B. Figeys, X. Sun, N. van Hoovels, H. A. Tilmans, F. Ciubotaru, and C. Adelmann, Appl. Phys. Lett. **118**, 162406 (2021).
25. T. Aichele, A. Lorenz, R. Hergt, and P. Görnert, Cryst. Res. Technol. **38**, 575 (2003).
26. B. Heinz, T. Bracher, M. Schneider, Q. Wang, B. Laagel, A. M. Friedel, D. Breitbach, S. Steinert, T. Meyer, M. Kewenig, C. Dubs, Ph. Pirro, and A. V. Chumak, Nano Lett. **20**, 4220 (2020).
27. A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Nature Phys. **11**, 453 (2015).
28. K. O. Nikolaev, S. R. Lake, G. Schmidt, S. O. Demokritov, V. E. Demidov, Nano Lett. **23** (18), 8719 (2023).
29. K. Srinivasan and B. J. H. Stadler, Opt. Mater. Express **12**, 697 (2022).
30. T. Kawashima and Sh. Mito, Jpn. J. Appl. Phys. **59**, SEEA07 (2020).
31. A. Sharma, Dipesh, Matls. Perf. Charact. **13**(1), 1 (2024).
32. V. K. Vlasko-Vlasov, I. M. Dedukh, and V. I. Nikitenko, Sov. Phys. JETP **44**, 1208 (1976).
33. G. A. Jones, E. T. M. Lacey, and I. B. Puchalska, J. Appl. Phys. **53**, 7867 (1982).
34. W. X. Xia, Y. S. Chun, S. Aizawa, K. Yanagisawa, K. M.Krishnan, D. Shindo, and A. Tonomura, J. Appl. Phys. **108**(12), 123919 (2010).
35. F. V. Lisovskii, E. G. Mansvetova, M. P. Temiryazeva, and A. G. Temiryazev, JETP Letters **96**, 596 (2013).
36. J. McCord, J. Phys. D Appl. Phys. **48**, 333001 (2015).
37. X. Yu, J. P. DeGrave, Y. Hara, T. Hara, S. Jin, and Y. Tokura, Nano Lett. **14**, 3755 (2013).
38. T. Zhou, M. Cherukara, and C. Phatak, npj Comput. Mater. **7**, 141 (2021).
39. O. Kazakova, R. Puttock, C. Barton, H. Corte-Leon, M. Jaafar, V. Neu, and A. Asenjo, J. Appl. Phys. **125**, 060901 (2019).
40. A. G. Temiryazev, M. P. Tikhomirova, and I. Fedorov, J. Magn. Magn. Mater. **258**, 580 (2003).
41. N. R. Da Silva, M. Moller, A. Feist, H. Ulrichs, C. Ropers, and S. Schafer, Phys. Rev. X **8**, 031052 (2018).
42. Y. E. Vysokikh, A. V. Shelaev, A. R. Prokopov, V. I. Shevyakov, and Yu. S. Krasnoborodko, J. Phys. Conf. Ser. **741**, 012190 (2016).
43. Н. Бломберген, *Нелинейная оптика*, Мир, М. (1966).
44. P. Guyot-Sionnest, W. Chen, and Y. R. Shen, Phys. Rev. B **33** (12), 8254 (1986).

45. R.-P. Pan, H. D. Wei, and Y. R. Shen, Phys. Rev. B **39** (2), 1229 (1989).
46. A. V. Petukhov, I. L. Lyubchanskii, and Th. Rasing. Phys. Rev. B **56**, 2680 (1997).
47. H. K. Bennemann, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 679 (1999).
48. 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).
49. A. Kirilyuk, J. Magn. Magn. Mater. **35**, R189 (2002).
50. И. А. Колмычек, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский, Т. В. Мурзина, Вестник Московского университета, Серия 3. Физика. Астрономия **79** (2), 2420401 (2024).
51. V. Kirilyuk, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Appl. Phys. Lett. **70**, 2306 (1997).
52. A. Kirilyuk, V. Kirilyuk, and Th. Rasing, J. Magn. Magn. Mater. **198**, 620 (1999).
53. V. V. Pavlov, J. Ferre, P. Meyer, G. Tessier, P. Georges, A. Brun, P. Beauvillain, and V. Mathet, J. Phys.: Condens. Matter **13**, 9867 (2001).
54. N. Mitetelo, D. Venkatakrishnarao, J. Ravi, M. Popov, E. Mamonov, T. V. Murzina, and R. Chandrasekar, Adv. Opt. Materials **7**, 1801775 (2019).
55. E. A. Mamonov, A. I. Maydykovskiy, I. A. Kolmychek, S. A. Magnitskiy, and T. V. Murzina, Phys. Rev. B. **96**, 075408 (2017).
56. E. A. Mamonov, I. A. Kolmychek, A. I. Maydykovskiy, N. S. Gusev, E. V. Skorokhodov, S. A. Gusev, M. P. Temiryazeva, and T. V. Murzina, Laser Phys. Lett. **20**, 035403 (2023).
57. J. A. Squier, M. Muller, G. J. Brakenhoff, and K. R. Wilson, Opt. Express **3**, 22 (1998).
58. G. Borile, D. Sandrin, A. Filippi, K. I. Anderson, and F. Romanato, Int. J. Mol. Sci. **22**, 2657 (2021).
59. E. Gavgiotaki, G. Filippidis, V. Tsafas, S. Bovasianos, G. Kenanakis, V. Georgoulias, M. Tzardi, S. Agelaki, and I. Athanassakis, Sci. Rep. **10**, 11055 (2020).
60. J. Deka, K. K. Jha, S. Menon, A. S. Lal Krishna, R. Biswas, and V. Raghunathan, Opt. Lett. **43**, 5242 (2018).
61. A. Bogdanov, Low Temp. Phys. **25**, 151 (1999).
62. A. C. H. Hurst, J. A. Izaac, F. Altaf, V. Baltz, Vincent, and P. J. Metaxas, Appl. Phys. Lett. **110**(18), 182404 (2017).
63. R. L. Novak and L. C. Sampaio, J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 265003 (2017).
64. M. Klaui, H. Ehrke, U. Rudiger, T. Kasama, R. Dunin-Borkowski, D. Backes, L. Heyderman, C. Vaz, J. Bland, G. Faini, E. Cambril, and W. Wernsdorfer, Appl. Phys. Lett. **87**, 102509 (2005).
65. P. Metaxas, J. P. Jamet, J. Ferre, B. Rodmacq, B. Dieny, and R. Stamps, J. Magn. Magn. Mater. **320**, 2571 (2008).
66. D. McGrouther and J. N. Chapman, Appl. Phys. Lett. **87**(2), 022507 (2005).
67. S. Ruiz-Gomez, A. Mandziak, L. Martin-Garcia, J. E. Prieto, P. Prieto, C. Munuera, M. Foerster, A. Quesada, L. Aballe, and J. de la Figuera, Appl. Surf. Sci. **600**, 154045 (2022).
68. 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, J. Appl. Phys. **113**, 073906 (2013).
69. F. Rodriguez, L. J. Heyderman, F. Nolting, A. Hoffmann, J. E. Pearson, L. M. Doeswijk, M. A. F. van den Boogaart, and J. Brugger, Appl. Phys. Lett. **89**(14), 142508 (2006).
70. 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).
71. M. Temiryazeva, E. Mamonov, A. Maydykovskiy, A. Temiryazev, and T. Murzina, Magnetochemistry **8**, 180 (2022).
72. 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**(10), 2419 (2024).
73. В. И. Мыкитюк, А. А. Соломко, Квантовая электроника **6**, 124 (1971).
74. R. V. Pisarev, B. B. Krichevtsov, V. N. Gridnev, V. P. Klin, D. Frohlich, and Ch. Pahlke-Lerch, J. Phys.: Condens. Matter **5**, 8621 (1993).
75. O. A. Aktsipetrov, O. V. Braginskii, and D. A. Esikov, Sov. J. Quantum Electron. **20**, 259 (1990).
76. G. Petrocelli, S. Martelucci, and M. Richetta, Appl. Phys. Lett. **63**, 3402 (1993).
77. P. Kumar, A. I. Maydykovskiy, M. Levy, N. V. Dubrovina, and O. A. Aktsipetrov, Opt. Express **18**(2), 1076 (2010).
78. Б. Б. Кричевцов, В. В. Павлов, Р. В. Писарев, Письма в ЖЭТФ **49**, 466 (1989).
79. R. R. Birss. *Symmetry and Magnetism*, North-Holland, Amsterdam (1966), 252 p.
80. A. Maydykovskiy, M.Temiryazeva, A. Temiryazev, and T. Murzina, Appl. Sci. **13**, 8828 (2023).
81. A. Maydykovskiy, N. S. Popov, T. Murzina, Laser Phys. Lett. **21**, 025401 (2024)
82. V. N. Gridnev, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Phys. Rev. B **63**, 184407 (2001).
83. И. А. Колмычек, В. Б. Новиков, Н. С. Гусев, С. А. Гусев, Е. В. Скороходов, Т. В. Мурзина, ЖЭТФ **168**(3), 304 (2025).
84. R. V. Pisarev, V. V. Pavlov, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Magn. Soc. Jpn. **20**(Suppl. SI), 346 (1996).

85. V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Phys. Rev. Lett. **78**, 2004 (1997).
86. 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, Phys. Rev. B **111**(21), 214415 (2025).
87. M. Pashkevich, A. Stupakiewicz, A. Kirilyuk, A. Maziewski, A. Stognij, N. Novitskii, A. Kimel, and Th. Rasing, J. Appl. Phys. **111**(2), 023913 (2012).
88. V. K. Valev, A. V. Silhanek, N. Smisdom, B. De Clercq, W. Gillijns, O. A. Aktsipetrov, M. Ameloot, V. V. Moshchalkov, and T. Verbiest, Opt. Express **18**(8), 8286 (2010).
89. V. K. Valev, A. V. Silhanek, Y. Jeyaram, D. Denkova, B. De Clercq, V. Petkov, X. Zheng, V. Volskiy, W. Gillijns, G. A. E. Vandenbosch, O. A. Aktsipetrov, M. Ameloot, V. V. Moshchalkov, and T. Verbiest, Phys. Rev. Lett. **106**, 226803 (2011).
90. 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**(1), 015401 (2024).
91. I. A. Kolmychek, E. A. Mamonov, V. E. Bochenkov, and T. V. Murzina, Opti. Lett. **44** (22), 5473 (2019).