

05,16

Пиннинг доменной структуры феррита-граната одномерными металлическими решетками с плоскостной и перпендикулярной магнитной анизотропией

© Е.И. Жабоев¹, И.А. Колмычек¹, В.Б. Новиков¹, Н.С. Гусев², И.А. Федотов², Т.В. Мурзина¹

¹ Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

² Институт физики микроструктур Российской академии наук, Нижний Новгород, Россия

E-mail: zhaboev.ei19@physics.msu.ru

Поступила в Редакцию 6 мая 2026 г.

В окончательной редакции 7 июля 2026 г.

Принята к публикации 21 июля 2026 г.

Представлены результаты экспериментального исследования эффекта пиннинга полосовой доменной структуры феррита-граната с помощью нанесенных на его поверхность металлических 1D-решеток на основе ферромагнитных металлов. Методом оптической поляризационной микроскопии обнаружено, что решетки состава Co/Au и (Co/Pt)₁₀ толщиной несколько десятков нанометров с периодом, близким к ширине доменов, способны существенно изменять параметры полосовых доменов пленки граната. Обнаружены эффекты: (i) отклонения ориентации полосовых доменов в сторону направления металлических полос от направления приложенного магнитного поля и (ii) фиксации периода полосовой доменной структуры в некотором диапазоне напряженности этого поля. Наблюдающиеся различия пиннинга доменной структуры граната для решеток двух типов обусловлены различием магнитостатического взаимодействия доменных стенок с магнитными решетками, имеющими плоскостную и перпендикулярную магнитную анизотропию. Таким образом, продемонстрирована возможность фиксации полосовых доменов феррита-граната в области поверхностных наноструктур из ферромагнитных металлов, что представляет интерес для создания устройств спинтроники и магнитной памяти.

Ключевые слова: домены, ферриты-граната, магнитооптика.

DOI: 10.61011/FTT.2026.08.63690.24NN

1. Введение

Физика функциональных композитных магнитных сред в настоящее время является остросовременной областью исследований. Такие материалы демонстрируют уникальные свойства, обусловленные как их геометрией, так и сочетанием составляющих их материалов, и находят широкое применение в самых разных областях науки и техники — от нанофотоники и управления параметрами света с помощью внешнего магнитного поля до спинтроники и магнитной памяти [1–6].

С помощью современных методов литографии (электронно-лучевой, ионно-лучевой, коллоидной и пр.) возможно прецизионное изготовление массивов магнитных нанообъектов различной формы, состава и взаимного расположения [7–12], что определяет их уникальные оптические, магнитные, магнитооптические и магнито-транспортные свойства на микро- и макромасштабах. Поэтому подбор параметров магнитных гибридных материалов для наблюдения в них желаемых магнитных и магнитооптических эффектов, а также диагностика изготовленных композитов являются важными и актуальными задачами.

Перспективным направлением исследований в области микро- и наноразмерного магнетизма является

изучение организации доменной структуры ферромагнетиков, в том числе поиск новых методов управления их структурой и основными магнитными параметрами, а также анализ задействованных при этом механизмов. Мощными инструментами в этих исследованиях служат поверхностно-чувствительные методы, такие как рентгеновская дифракция, лоренцевская, магнитно-силовая и оптическая поляризационная микроскопии и др. [13–15]. Особый интерес вызывают ферритмагнитные пленки ферритов-гранатов (ФГ, англ. iron garnet, IG), сочетающих высокую магнитооптическую активность с прозрачностью в красном и инфракрасном спектральных диапазонах, что перспективно для задач управления светом с помощью магнитного поля [16–20]. Одной из отличительных черт эпитаксиальных пленок ФГ толщиной несколько микрометров является формирование объемных полосовых, а также поверхностных замыкающих магнитных доменов после их намагничивания с помощью латерального магнитного поля **H** [21]. При этом ключевой задачей при разработке и оптимизации устройств магноники и спинтроники является поиск эффективных методов фиксации доменов (так называемый „пиннинг“, от англ. „pinning“), организации прогнозируемой и регулируемой доменной структуры [22–25]. К настоящему времени предложены

различные методы локальной модификации свойств ферромагнетика, основанные преимущественно на создании регулярных дефектов (ловушек) для доменных стенок, с использованием облучения пленки ионным пучком, введения структурных дефектов и проч. [26,27]. В случае диэлектрических пленок ФГ с толщиной порядка единиц микрон перспективным представляется подход, основанный на нанесении на их поверхность упорядоченных ферромагнитных структур толщиной несколько десятков нанометров. В этом случае могут проявляться уникальные магнитные свойства, обусловленные взаимодействием двух магнитных подсистем (пленки и метаповерхности), и связанные с ними оптические эффекты. Ранее подобный подход показал свою эффективность для управления доменной структурой металлической ферромагнитной пленки за счет влияния массива цилиндрических частиц с ортогональной или вихревой намагниченностью [28,29].

В последнее время авторским коллективом проведены пилотные эксперименты по пиннингу полосовых доменов в пленках граната толщиной 5–10 мкм с помощью метаповерхностей Co/Au (массивы полосок или треугольных частиц) с плоскостной намагниченностью и толщиной магнитного слоя около 20 нм [30–32]. Эксперименты показали, что эффект пиннинга обусловлен магнитостатическим взаимодействием магнитных моментов ферромагнитных частиц с полем рассеяния доменной стенки или поверхностными доменами, однако установление механизма пиннинга доменной структуры граната требует дополнительных теоретических исследований.

В настоящей работе приведены результаты сравнительного исследования эффекта пиннинга магнитных доменов ФГ одномерными магнитными решетками Co/Au и (Co/Pt)₁₀ с различными периодами, близкими по величине к ширине полосовых доменов ФГ. Выбор состава решеток обусловлен их разной магнитной анизотропией — в пленках Co/Au ось легкого намагничивания лежит в плоскости структуры, в то время как в (Co/Pt)₁₀ с субнанометровыми толщинами слоев реализуется ортогональная остаточная намагниченность. Текст организован следующим образом: после описания структур и метода исследования приведены данные оптической микроскопии для решеток (Co/Pt)₁₀ на гранате, а затем выполнено их сравнение с результатами изучения пиннинга доменных стенок решетками Co/Au с плоскостной анизотропией.

2. Образцы

Исследована эпитаксиальная пленка редкоземельного ФГ состава (Lu, Bi)₃Fe₅O₁₂ толщиной 5 мкм, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на подложке галлий-гадолиниевый гранат кристаллографической ориентации (111). Методом магнитно-силовой микроскопии показано, что в данной пленке возможно формирование объемных полосовых магнитных доменов, период D

(суммарная ширина соседних доменов с противоположной намагниченностью) которых в отсутствие внешнего магнитного поля составляет около 5 мкм, а также поверхностных замыкающих зигзагообразных доменов с периодом $D_s = 1.9 \mu\text{m}$ (рис. 1, а). На рис. 1, б приведена зависимость нормированного коэффициента отражения R от напряженности H магнитного поля, приложенного к образцу. Измерения проводились в меридиональной геометрии магнитооптического эффекта Керра (МОЭК). Зондирующее p -поляризованное излучение, генерируемое титан-сапфировым лазером, имело длину волны 790 нм и падало на пленку ФГ под углом 45°. Регистрировался свет, прошедший через анализатор, плоскость пропускания которого была ориентирована под углом 45° к плоскости падения. Зависимость $R(H)$ демонстрирует отсутствие коэрцитивности, а также резкие изломы при напряженности внешнего магнитного поля $|H_{\text{sat}}| \sim 500 \text{ Oe}$ с последующим выходом на насыщение, для которого угол поворота плоскости поляризации света составляет около 1° (рис. 1, б).

Далее на поверхность граната методом магнетронного напыления были нанесены две ферромагнитные пленки: (i) пленка кобальта толщиной 20 нм, покрытая защитным слоем Au толщиной 10 нм; (ii) пленка (Co/Pt)₁₀, состоящая из десяти пар слоев кобальта (толщиной 0.5 нм) и платины (толщиной 1 нм). Изготовлены также референсные пленки на кремнии („свидетели“) с такими же составом и толщинами слоев. Изображение скола сплошной референсной пленки (Co/Pt)₁₀ в просвечивающем электронном микроскопе приведено на рис. 1, в. Зависимость $R(H)$ для референсной пленки Co/Au в схеме меридионального МОЭК демонстрирует коэрцитивность около 40 Oe, поле насыщения составляет $\sim 50 \text{ Oe}$, магнитоиндуцированный поворот плоскости поляризации при насыщении составляет около 0.02° [33]. Согласно данным измерений магнитооптического эффекта Керра (МОЭК), в пленках Co/Au на кремнии наблюдается магнитная анизотропия типа „лёгкая плоскость“ [33]. Напротив, референсная пленка (Co/Pt)₁₀ в полярной геометрии МОЭК демонстрирует гистерезис с сужением в области нулевого значения магнитного поля и коэрцитивность 95–100 Oe, что типично для структур с магнитной анизотропией типа „легкая ось“ (рис. 1, д).

Методом электронной литографии из пленок Co/Au и (Co/Pt)₁₀ на поверхности ФГ были изготовлены массивы полосок шириной $b = 0.9\text{--}1 \mu\text{m}$ с периодами $d = 2.5, 2.2, 1.9 \mu\text{m}$; соответствующие решетки на основе пленки Co/Au будем обозначать как A1, A2, A3, а на основе пленки (Co/Pt)₁₀ — как B1, B2, B3. Площадь каждого массива составляла $250 \times 250 \mu\text{m}^2$. Периоды структур подобраны близкими к ширине домена в чистом гранате в нулевом магнитном поле. Изготовленные метаповерхности были исследованы методом растровой электронной микроскопии (РЭМ), подтвердившей хорошее качество структур и соответствие их параметров заявленным. Для примера на рис. 1, е приведено РЭМ-изображение структуры B3 на основе пленки (Co/Pt)₁₀ с периодом $d = 1.9 \mu\text{m}$.

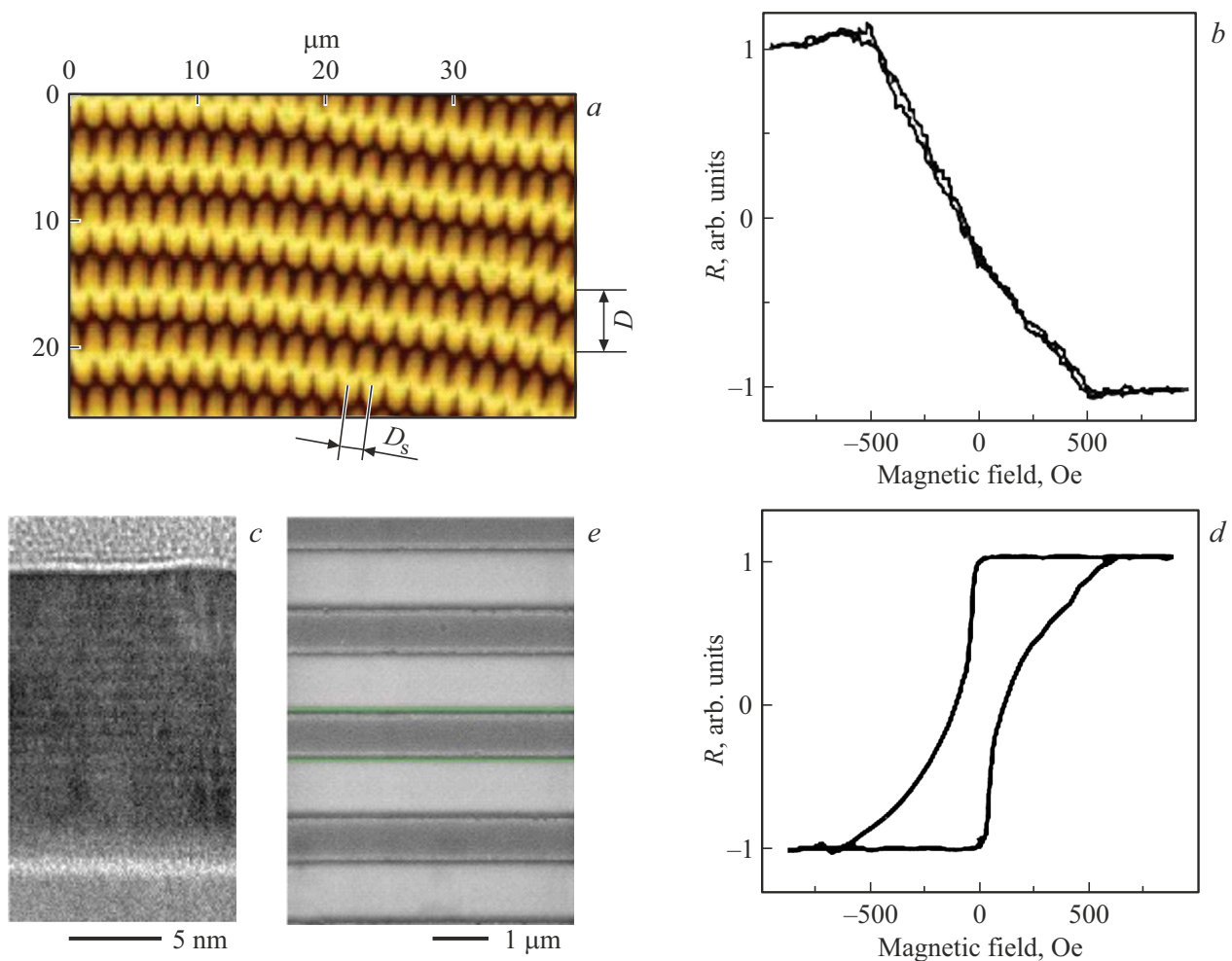


Рис. 1. (а) Изображение поверхности ФГ в магнитном силовом микроскопе; (б) зависимость $R(H)$ в меридиональной геометрии МОЭК для пленки ФГ; (с) изображение скола референсной пленки $(\text{Co/Pt})_{10}$ на кремнии в просвечивающем электронном микроскопе; (д) гистерезис полярного магнитооптического эффекта Керра в пленке $(\text{Co/Pt})_{10}$; (е) изображение поверхности структуры ВЗ в растровом электронном микроскопе.

3. Экспериментальная установка и методика расчета

Прозрачность пленки ФГ в видимом диапазоне (на длинах волн $\lambda > 550 \text{ nm}$ [30]) и микронный размер доменов позволяют исследовать доменную структуру граната оптическими методами — в частности, методом поляризационной микроскопии. В эксперименте широкополосное излучение (500–700 nm) светодиода Nichia 519A проходило через поляризатор (призму Глана–Тейлора) и освещало поверхность образца. Далее оно коллимировалось объективом L Plan 50x с числовой апертурой 0.55, проходило через анализатор, расположенный под углом 30° относительно первого, и фокусировалось вторым объективом L Plan 2.5x с числовой апертурой 0.08 на КМОП-матрицу. Поскольку намагниченность соседних доменов ориентирована в противоположные стороны, фарадеевское вращение в них имеет разные знаки, что позволило визуализировать

доменную структуру методом поляризационной микроскопии.

Исследование образцов „ФГ+метаповерхность“ проводилось при приложении к ним латерального магнитного поля с напряженностью до 500 Oe, создаваемого электромагнитом. Оптические изображения были получены при разных значениях внешнего магнитного поля для азимутального угла $\alpha = 9 \pm 0.5^\circ$ между полосками решетки и направлением $\mathbf{H}$, как схематически показано на рис. 2, а. Выбор азимутального угла определялся тем, что, согласно нашим предыдущим результатам, при таком значении α может наблюдаться „ориентационный“ эффект пиннинга доменной структуры граната в случае решетки Co/Au.

Обработка полученных изображений была проведена с помощью двумерного Фурье-анализа; в результате для всех структур получены зависимости периода объемных и поверхностных доменов (D и D_s) от величины H , а также зависимости угла отклонения объ-

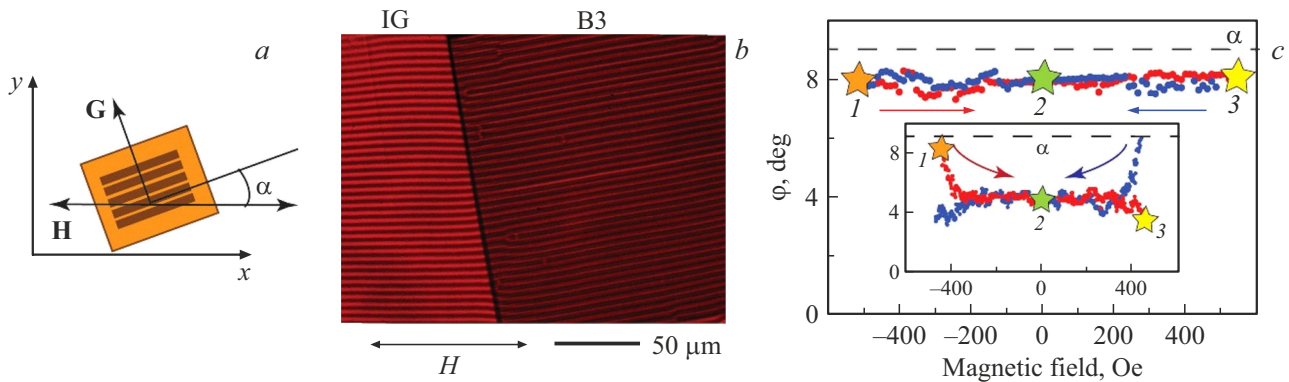


Рис. 2. (а) Схема эксперимента и системы координат; (b) изображение края структуры В3 в поляризационном микроскопе при $H = 0$ после приложения и выключения горизонтального магнитного поля; (с) зависимость угла ориентации полосовых доменов от магнитного поля для структуры В3, на вставке: $\varphi(H)$ для структуры А3 [32].

емных доменов от направления внешнего магнитного поля φ .

4. Результаты экспериментального исследования феррита-граната с 1D-решетками (Co/Pt)₁₀

На рис. 2, b представлено изображение края структуры В3 (на основе пленки (Co/Pt)₁₀), полученное методом поляризационной микроскопии после приложения и последующего выключения магнитного поля напряженностью $H = 500$ Ое, направленного на рисунке в горизонтальном направлении (указано стрелкой). Видно, что в области чистого ФГ полосовые домены ориентированы вдоль приложенного ранее магнитного поля, однако под метаповерхностью домены выстраиваются вдоль решетки, полосы которой направлены под углом $\alpha = 9^\circ$ по отношению к полю H , доменные стенки расположены под металлическими полосками. Отклонение полосовых доменов ФГ от намагничивающего поля H в присутствии магнитной решетки указывает на наблюдение „ориентационного“ эффекта пиннинга доменных стенок.

Для серии структур В1–В3 были измерены зависимости $\varphi(H)$ (см. рис. 2, c), показано, что они имеют одинаковый характер: во всем диапазоне значений магнитного поля, где существуют магнитные домены, они выстраиваются под углом $\varphi \approx 8^\circ$, указывая на наличие „ориентационного“ пиннинга доменных стенок в присутствии магнитного поля, напряженность H которого изменяется в диапазоне от -500 до 500 Ое. В то же время в чистом гранате они выстроены параллельно приложенному магнитному полю ($\varphi \approx 0^\circ$); аналогичное поведение наблюдалось ранее для граната с золотыми (немагнитными) решетками [32]. Другим обнаруженным проявлением эффекта пиннинга является стабилизация ширины доменов феррита-граната в соответствии с периодом магнитной структуры, находящейся на его поверхности, в некотором диапазоне значений H . Зависи-

мости периодов объемных полосовых и поверхностных доменов $D(H)$ и $D_s(H)$ в чистом гранате и гибридных материалах, полученные из анализа поляризационных оптических изображений исследованных структур, представлены на рис. 3, a–c; пунктирной линией показана величина удвоенного периода магнитной решетки ($2d$). Видно, что для всех структур наблюдается уменьшение D с ростом $|H|$ вплоть до исчезновения доменов в насыщающем магнитном поле, при этом зависимости демонстрируют гистерезис; ветви $D(H)$ при изменении магнитного поля от (номинальных) отрицательных значений к положительным и обратно различны, их сдвиг достигает 150 Ое. Следует отметить, что форма полевых зависимостей в случае составных структур зависит от периода магнитных решеток и отличается от $D(H)$ для чистого ФГ. Период поверхностных доменов D_s также зависит от „предыстории“ и варьируется в области $1.9\text{--}2.2\ \mu\text{m}$; соответствующие результаты показаны пустыми символами на рис. 3.

В чистом гранате ширина плато $D(H)$ в области нулевого магнитного поля составляет $50\text{--}60$ Ое (рис. 3, a), в структуре В1 она примерно в два раза больше, $110\text{--}120$ Ое (рис. 3, b), а для структуры В3 достигает $130\text{--}140$ Ое (рис. 3, c). Более того, наблюдаются „ступеньки“ (фиксация периода доменной структуры) в области значений магнитного поля $200\text{--}250$ Ое, для которого $D \approx 2d = 3.8\ \mu\text{m}$. Аналогичный вид зависимости наблюдается для образца В2, что подтверждает стабилизацию доменной структуры граната в присутствии ферромагнитной решетки.

5. Сравнение эффектов пиннинга доменных стенок в ФГ с решетками Co/Au и (Co/Pt)₁₀

Проанализируем разницу эффектов пиннинга доменных стенок (ДС) метаповерхностями с различной магнитной анизотропией. На рис. 4, a, b представлены зави-

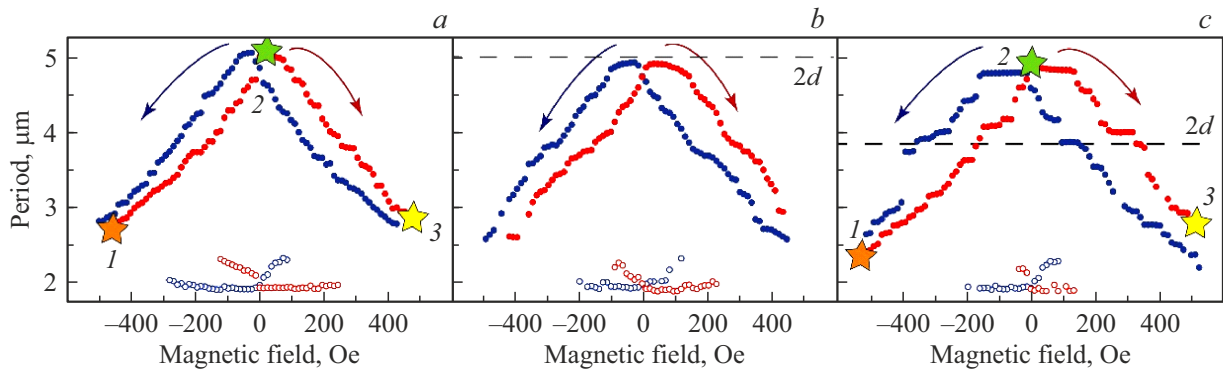


Рис. 3. Полевые зависимости периода объемных (заполненные символы) и поверхностных (пустые символы) доменов для (а) чистого ФГ, (b, c) структур В1 и В3, соответственно. Стрелка указывает направление изменения H .

Угловое отклонение ($\alpha-\varphi$) ориентации доменов в ФГ от направления решетки при $|H| = 0$

	$d = 2.5\,\mu\text{m}$	$d = 2.2\,\mu\text{m}$	$d = 1.9\,\mu\text{m}$
Серия Co/Au	$2 \pm 0.5^\circ$	$4 \pm 0.5^\circ$	$4 \pm 0.5^\circ$
Серия (Co/Pt) ₁₀	$1 \pm 0.5^\circ$	$1 \pm 0.5^\circ$	$1 \pm 0.5^\circ$

симости $D(H)$ для чистого граната, а также структур А2 и В2 при изменении магнитного поля от отрицательных значений к положительным и в обратную сторону для угла $\alpha = 9^\circ$. В случае метаповерхностей на ФГ наблюдается плато, которое наиболее выражено для структуры А2, при этом ширина доменов в гранате не превышает удвоенного периода решетки $2d$. В случае структуры В2 „плато“ аналогичной зависимости наблюдается в значительно более узком диапазоне H . Таким образом, метаповерхность Co/Au эффективнее „навязывает“ период доменной структуре граната по сравнению с решеткой (Co/Pt)₁₀. Для структур А3 и В3 (см. рис. 3, c) также наблюдается „плато“ на зависимости $D(H)$, однако величина периода доменов не коррелирует с удвоенным периодом поверхностной решетки; в этом случае в области $D \approx 2d$ видны „ступеньки“, также отражающие эффект пиннинга ДС.

Более интересным представляется анализ эффекта пиннинга ДС разными метаповерхностями на основе сравнения зависимостей $\varphi(H)$. Если для серии В1–В3 значение φ практически неизменно, $\varphi(H) \approx 8^\circ$, то для серии А1–А3 кривые $\varphi(H)$ имеют более сложную форму (рис. 2, c). Так, на вставке на рис. 2, c приведены данные для образца А3 [32]: видно, что в больших отрицательных полях полосовые домены зарождаются ориентированными вдоль решетки ($\varphi \approx \alpha$, красные точки). Далее, в большом диапазоне значений магнитного поля H (от -400 до 400 Ое) ориентация доменов неизменна, $\varphi(H) \approx \text{const} \approx 5^\circ$, т.е. они ориентированы не по полю, но и не вдоль полос поверхностной решетки; затем при насыщающих положительных значениях H угол

φ немного уменьшается. При изменении магнитного поля от отрицательных к положительным значениям (синие точки) ситуация аналогична. В структурах А1 и А2 графики $\varphi(H)$ по форме похожи на данные, приведенные на вставке на рис. 2, c, и демонстрируют следующие значения угла φ : для А1 $\varphi(H = 0) \approx 7^\circ$, для А2 $\varphi(H = 0) \approx 5^\circ$. Из сопоставления этих значений (см. таблицу) можно заключить, что в нулевом магнитном поле ориентация доменов ФГ вдоль металлической решетки происходит более эффективно в серии (Co/Pt)₁₀, по сравнению со случаем решеток Co/Au.

Для более детального анализа зависимостей ориентации доменов от поля H введем вектор обратной решетки полосовой доменной структуры, $\mathbf{q}$, а также вектор обратной решетки метаповерхности, $\mathbf{G}$; система координат приведена на рис. 2, a. Компоненты q_x и q_y соответствуют направлениям вдоль и поперек $\mathbf{H}$ и были вычислены из зависимостей $D(H)$ и $\varphi(H)$. Траектории конца вектора $\mathbf{q}$ для чистого граната, а также структур А3 и В3 при изменении величины H , представлены на рис. 4, c–e; для сравнения показан вектор $\mathbf{G}$. Точки, соответствующие зарождению доменов, обозначены на рис. 4, c–e, рис. 2, c и рис. 3, a, c оранжевыми звездочками, нулевому магнитному полю соответствуют зеленые звездочки, а исчезновению доменов — желтые звездочки. Видно, что в чистом гранате $q_x \approx 0$ во всем диапазоне $\mathbf{H}$, то есть, домены в ФГ ориентированы вдоль магнитного поля (рис. 4, c). В структуре В3 (как и во всей серии В1–В3) во всем диапазоне магнитных полей домены стремятся выстраиваться вдоль решетки, характеризуемой вектором $|bfG|$ (рис. 4, d). В структуре А3 (как и во всей серии А1–А3) домены зарождаются вдоль полос метаповерхности (оранжевая звездочка на рис. 4, e), а исчезают ориентированными вдоль магнитного поля (желтая звездочка на рис. 4, e).

6. Обсуждение

Основной вклад в магнитооптические эффекты в исследуемых структурах в схеме на пропускание да-

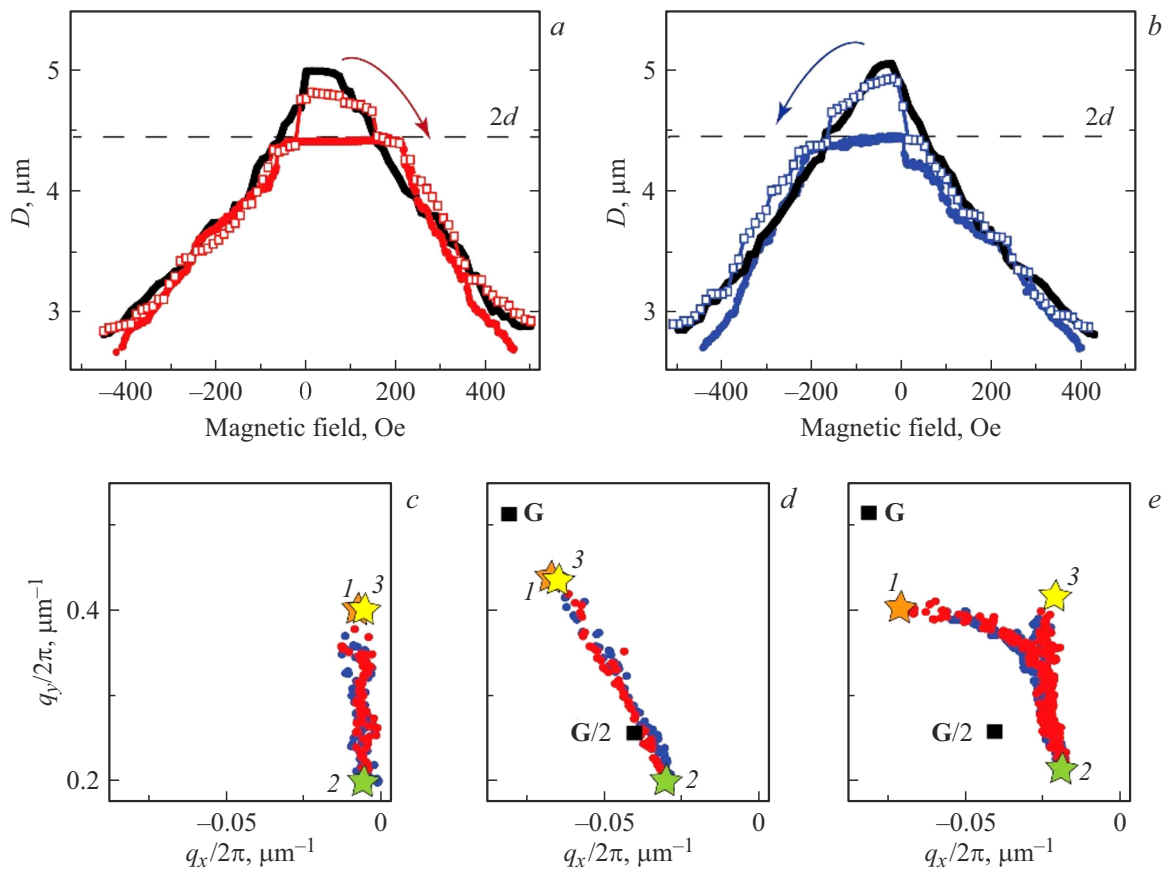


Рис. 4. (а) Зависимости периода объемной доменной структуры от магнитного поля при изменении магнитного поля от отрицательных к положительным значениям для чистого ФГ (черные символы), структуры А2 (красные заполненные символы) и структуры В2 (красные пустые символы); (б) аналогичные зависимости при изменении магнитного поля в противоположную сторону для чистого ФГ (черные символы), структуры А2 (синие заполненные символы) и структуры В2 (синие пустые символы). (с, d, e) Траектории конца вектора обратной решетки полосовой доменной структуры, $\mathbf{q}$, при изменении H для чистого ФГ (с) и структур В3 (d) и А3 (e); красные символы — изменение магнитного поля от отрицательных к положительным значениям, синие символы — в противоположную сторону.

ет пленка феррита-граната, поскольку ее толщина на два порядка превышает толщину металлических ферромагнитных пленок Co/Au и (Co/Pt)₁₀. Таким образом, анализируемые изображения отражают преимущественно свойства доменной структуры ФГ, модифицированной магнитными металлическими решетками. Их воздействие проявляется двумя особенностями: (1) о фиксации периода доменной структуры, при его близости к удвоенному периоду решетки, $2d$, в некотором диапазоне H ; и (2) о выстраивании доменов вдоль металлических полос, ориентированных под небольшим углом к внешнему магнитному полю. Такие эффекты наблюдаются в обеих сериях структур с разной магнитной анизотропией, но проявлены по-разному. Как показали эксперименты, фиксация периода полосовых доменов вблизи значения $D = 2d$, которая проявляется как плато или ступеньки в зависимостях $D(H)$, более выражена в серии решеток состава Co/Au (А1–А3) с магнитной анизотропией типа „легкая плоскость“. Из этой серии наилучшая стабильность магнитных доменов

наблюдается в структуре А2, для которой (а) при увеличении магнитного поля от -50 до $+200$ Ое или уменьшении от $+50$ до -200 Ое период доменной структуры $D(H) = \text{const} = 2d = 4.4 \mu\text{m}$, (б) ориентация доменов не меняется в этом же диапазоне значений H — угол отклонения оси доменов от направления приложенного магнитного поля $\varphi \approx 5^\circ$.

„Ориентационный“ эффект в нулевом магнитном поле лучше выражен в серии решеток состава (Co/Pt)₁₀ с анизотропией типа „легкая ось“ — во всех трех структурах В1–В3 отклонение ориентации доменов от положения решетки составляет около одного градуса, т.е. меньше, чем в серии А1–А3 ($2\text{--}4^\circ$). Однако здесь также важно отметить, что если в серии В1–В3 домены ориентированы одинаково во всем диапазоне H , где они существуют, то в серии А1–А3 домены зарождаются вдоль решетки, а исчезают ориентированными вдоль bfH . Таким образом, в серии Co/Au ориентационный эффект пиннинга лучше всего проявлен в магнитных полях, близких к насыщающим.

Определение механизма эффекта пиннинга ДС является достаточно сложной задачей — численное моделирование опирается на расчет распределения намагниченности пленки толщиной в $5\text{ }\mu\text{m}$, что требует больших вычислительных мощностей. Кроме того, необходимо знать детальное строение интерфейса ФГ–металлоповерхность и учитывать взаимодействие магнитных подсистем с принципиально разными свойствами, расчет которого является нетривиальной задачей. Мы предполагаем, что наблюдавшиеся в эксперименте проявления эффекта пиннинга обусловлены магнитостатическим взаимодействием металлических ферромагнитных полос и доменных стенок полосовых доменов [34]. Такой вывод можно сделать на основании зависимостей, показанных на рис. 4, *d, e* и указывающих на то, что при уменьшении модуля напряженности внешнего магнитного поля от насыщающего значения полосовые домены, зарождающиеся раньше поверхностных, ориентированы вдоль полос поверхностной ферромагнитной решетки. Возможный вклад обменного взаимодействия магнитной металлоповерхности и пленки ФГ, вероятно, существенно слабее влияет на эффекты пиннинга, поскольку имеет поверхностную природу и в меньшей степени способен влиять на доменные свойства пленки граната толщиной несколько микрометров.

Отметим также, что как было показано ранее [32], в золотых (немагнитных) решетках на гранате, имеющих идентичную геометрию, эффекты пиннинга — как фиксация периода, так и ориентация доменов вдоль решетки — отсутствуют. Это прямо указывает на то, что наблюдаемый пиннинг ДС обусловлен именно магнитными эффектами, а не топографией поверхности или остаточными механическими напряжениями.

Как известно, формирование блоховских доменных стенок в гранате обусловлено такими факторами как энергия магнитной анизотропии, обменное взаимодействие магнитных доменов вблизи стенки, и др. [35] Дополнительное магнитное поле, вносимое ферромагнитными металлическими полосками, локально искажает энергетический баланс и таким образом влияет на формирование ДС, а следовательно, на всю доменную структуру ФГ. Параметры этого магнитного поля зависят от свойств поверхностных магнитных структур. Как показали наши измерения, для решетки состава $(\text{Co/Pt})_{10}$ во всем исследуемом диапазоне латеральных магнитных полей намагниченность полос направлена ортогонально их поверхности. По-видимому, это определяет хорошую стабильность $\varphi(H)$ в структурах В1–В3. В решетках Co/Au коэрцитивность мала ($H_c = 40\text{ Oe}$), поэтому намагниченность полосок в полях $450\text{--}500\text{ Oe}$, соответствующих зарождению доменов в гранате, ориентирована вдоль поля, однако после его выключения намагниченность оказывается направленной преимущественно вдоль самих полосок. Можно предположить, что такое изменение направления намагниченности металлической решетки объясняет характер зависимости

направления вектора обратной решетки доменной структуры ФГ, *q*, приведенной на рис. 4, *c–e*.

Важно отметить, что энергия магнитостатического взаимодействия между нанесенной решеткой и доменной структурой граната также зависит от поверхностной плотности полос решетки — чем меньше период, тем больше полная намагниченность поверхностной структуры и тем больше ее магнитный момент. В сочетании с выбором периода ферромагнитной структуры, увеличение поверхностной плотности магнитного металла способно усилить эффект пиннинга доменной структуры эпитаксиальных пленок феррита-граната.

7. Заключение

Таким образом, обнаружен эффект пиннинга ДС в эпитаксиальном редкоземельном феррите-гранате ферромагнитными решетками состава Co/Au и $(\text{Co/Pt})_{10}$ с разной магнитной анизотропией. Он проявляется в (а) фиксации периода ДС, близкого к удвоенному периоду решетки, или (б) ориентации доменов в гранате вдоль решетки. Первый эффект наиболее выражен в серии решеток Co/Au с анизотропией типа „легкая плоскость“. Второй эффект более проявлен для серии решеток $(\text{Co/Pt})_{10}$ с анизотропией типа „легкая ось“, когда наблюдается одинаково сильная фиксация ориентации доменов во всем диапазоне магнитных полей, для которых существует магнитная доменная структура в ФГ. Тем не менее, полоски Co/Au навязывают свою ориентацию доменам ФГ при их зарождении в магнитных полях, близких к насыщающим.

Полученные результаты важны для развития методов контроля доменной структуры пленок ФГ с целью повышения стабильности устройств спинтроники. При этом конкретный состав и геометрию решетки можно выбирать исходя из задачи устройства и рабочего диапазона магнитных полей.

Благодарности

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ им. М.В. Ломоносова.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Fert. Rev. Mod. Phys. **80**, 1517 (2008).
- [2] D.O. Ignatyeva, D.M. Krichevsky, V.I. Belotelov, F. Royer, S. Dash, M. Levy. J. Appl. Phys. **132**, 100902 (2022).
- [3] M.G. Barsukova, A.S. Shorokhov, A.I. Musorin, D.N. Neshev, Y.S. Kivshar, A.A. Fedyanin. ACS Photonics **4**, 2390 (2017).
- [4] R. Rouzegar, L. Brandt, L. Nadvornik, D. Reiss, A. Chekhov, O. Gueckstock, Ch. In, M. Wolf, T. Seifert, P. Brouwer, G. Woltersdorf, T. Kampfrath. Phys. Rev. B **106**, 14, 144427 (2022).

- [5] A. Buzdakov, T. Blank, K. Zvezdin, O. Chubykalo-Fesenko, A. Kimel. *Phys. Rev. Appl.* **23**, 4, 044059 (2025).
- [6] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. *Rev. Mod. Phys.* **76**, 2, 323 (2004).
- [7] F. Freire-Fernández, Rh. Mansell, S. van Dijken. *Phys. Rev. B* **101**, 5, 054416 (2020).
- [8] J.B. Gonzalez-Diaz, A. Garcia-Martin, J.M. Garcia-Martin, A. Cebollada, G. Armelles, B. Sepulveda, Y. Alaverdyan, M. Kall. *Small* **4**, 2, 202 (2008).
- [9] A.L. Chekhov, V.L. Krutyanskiy, A.N. Shaimanov, A.I. Stognij, T.V. Murzina. *Opt. Express* **22**, 17762 (2014).
- [10] L. Bsawmaii, E. Gamet, F. Royer, S. Neveu, D. Jamon. *Opt. Mater. Express* **12**, 513 (2022).
- [11] S. Yakata, M. Miyata, S. Nonoguchi, H. Wada, T. Kimura. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 222503 (2010).
- [12] P. Vabishchevich, Y. Kivshar. *Photonics Res.* **11**, 020B50 (2023).
- [13] J. McCord. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 333001 (2015).
- [14] Г.В. Арзамасцева, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансвето́ва. Письма в ЖЭТФ **67**, 701 (1998).
- [15] Д.А. Татарский, Н.С. Гусев, В.Ю. Михайловский, Ю.В. Петров, С.А. Гусев. ЖТФ **89**, 11, 1674 (2019).
- [16] E. Banos-Lopez, F. Sanchez-De Jesus, C.A. Cortes-Escobedo, A. Barba-Pingarron, A.M. Bolarin-Miro. *Materials* **11**, 1652 (2018).
- [17] Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансвето́ва, М.П. Темиря́зева, А.Г. Темиря́зев. Письма в ЖЭТФ **96**, 665 (2012).
- [18] Y. Nakamura, S.B.S. Chauhan, P.B. Lim. *Photonics* **11**, 10, 931 (2024).
- [19] K.O. Nikolaev, S.R. Lake, G. Schmidt, S.O. Demokritov, V.E. Demidov. *Nano Lett.* **23**, 18, 8719 (2023).
- [20] K. Srinivasan, B.J.H. Stadler. *Opt. Mater. Express* **12**, 697 (2022).
- [21] M. Temiryazeva, E. Mamonov, A. Maydykovskiy, A. Temiryazev, T. Murzina. *Magnetochemistry* **8**, 180 (2022).
- [22] А.Н. Богданов. ФНТ **25**, 2, 204 (1999).
- [23] A.C.H. Hurst, J.A. Izaac, F. Altaf, V. Baltz, P.J. Metaxas. *Appl. Phys. Lett.* **110**, 18, 182404 (2017).
- [24] P. Metaxas, J.P. Jamet, J. Ferre, B. Rodmacq, B. Dieny, R. Stamps. *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 2571 (2008).
- [25] T. Lee, S. Jeong, S. Kim, K.-J. Kim. *Sci. Rep.* **13**, 6791 (2023).
- [26] D. McGrouther, J.N. Chapman. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 2, 022507 (2005).
- [27] S. Ruiz-Gomez, A. Mandziak, L. Martin-Garcia, J.E. Prieto, P. Prieto, C. Munuera, M. Foerster, A. Quesada, L. Aballe, J. de la Figuera. *Appl. Surf. Sci.* **600**, 154045 (2022).
- [28] 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, B. Rodmacq. *J. Appl. Phys.* **113**, 073906 (2013).
- [29] A. Hierro-Rodriguez, J.M. Teixeira, M. Vélez, L.M. Alvarez-Prado, J.I. Martín, J.M. Alameda. *Appl. Phys. Lett.* **105**, 102412 (2014).
- [30] I.A. Kolmychek, E.I. Zhaboev, V.B. Novikov, A.I. Maydykovskiy, N.S. Gusev, E.V. Skorokhodov, T.V. Murzina. *Opt. Mater. Express* **14**, 10, 2419 (2024).
- [31] 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, T.V. Murzina. *J. Magn. Magn. Mater.* **610**, 172534 (2024).
- [32] I.A. Kolmychek, V.B. Novikov, A.A. Dotsenko, N.S. Gusev, S.A. Gusev, E.V. Skorokhodov, I.A. Fedotov, T.V. Murzina. *Phys. Rev. B* **111**, 21, 214415 (2025).
- [33] 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, T.V. Murzina. *Laser Phys. Lett.* **22**, 1, 015401 (2025).
- [34] M. Pashkevich, A. Stupakiewicz, A. Kirilyuk, A. Maziewski, A. Stognij, N. Novitskii, A. Kimel, Th. Rasing. *J. Appl. Phys.* **111**, 2, 023913 (2012).
- [35] 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).

Редактор Е.Ю. Флегонтова