

ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА Co/Pt И Co/Ta МЕТОДОМ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТОИНДУЦИРОВАННОЙ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ

*И. А. Колмычек^a, В. В. Радовская^a, К. А. Лазарева^a, Е. Е. Шалыгина^a,
Н. С. Гусев^b, А. И. Майдыковский^a, Т. В. Мурзина^{a*}*

^a *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991 Москва, Россия*

^b *Институт физики микроструктур Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 17 сентября 2019 г.,
после переработки 24 октября 2019 г.
Принята к публикации 29 октября 2019 г.

Методом генерации оптической второй гармоники и нелинейно-оптического магнитного эффекта Керра исследованы магнитные свойства интерфейса кобальта с нанослоями платины или тантала. Показано, что высокая чувствительность метода генерации второй гармоники позволяет выявить ориентацию оси легкого намагничивания в плоскости поликристаллической структуры без измерения зависимостей генерации второй гармоники от магнитного поля. Сравнение полевых зависимостей генерации магнитоиндуцированной второй гармоники с линейным магнитооптическим эффектом показывает различие процессов перемагничивания в случае границ раздела Co/Pt и Co/Ta и объема пленки кобальта, в том числе наблюдается новый линейный по намагниченности эффект во второй гармонике, запрещенный по симметрии для однородно намагниченных структур.

DOI: 10.31857/S0044451020040094

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные свойства границ раздела сред представляют значительный интерес, в особенности, ферромагнитного металла и тяжелого металла с большим значением спин-орбитальной постоянной [1]. Как было показано в ряде работ, в этом случае возможно возникновение дополнительного взаимодействия магнитных моментов на границе раздела, известное как поверхностно-индуцированное обменное взаимодействие Дзялошинского–Мория (ДМ), связанное со снятием центра инверсии исходно центросимметричных металлов на границе раздела [2, 3]. Это взаимодействие приводит к формированию нетривиальных магнитных состояний в тонких магнитных слоях и на границах раздела, таких как киральное распределение намагниченности и, в частности, скирмионов [4, 5]. Экспериментальное изуче-

ние соответствующих эффектов является достаточно деликатной задачей, поскольку требует выявления магнитного вклада сверхтонких слоев ферромагнетика на фоне отклика гораздо более толстых нижележащих пленок.

В настоящее время изучение взаимодействия ДМ проводится с использованием методов неупругого рассеяния света (рассеяние Мандельштама–Бриллюэна) [6, 7] и спин-поляризованной туннельной микроскопии [8]. В то же время, специфической чувствительностью к свойствам границ раздела обладает метод генерации оптической второй гармоники (ВГ); в большом числе работ было показано, что он эффективен при исследовании симметрии, морфологии, намагниченности, а также поверхностных состояний [9–13]. В данном контексте перспективной представляется задача исследования особенностей генерации ВГ на границах раздела ферромагнитного и тяжелого металлов, для которых следует ожидать наличие поверхностного взаимодействия ДМ и связанных с ним новых свойств границ раздела таких материалов. Возможность диагностики

* E-mail: murzina@mail.ru

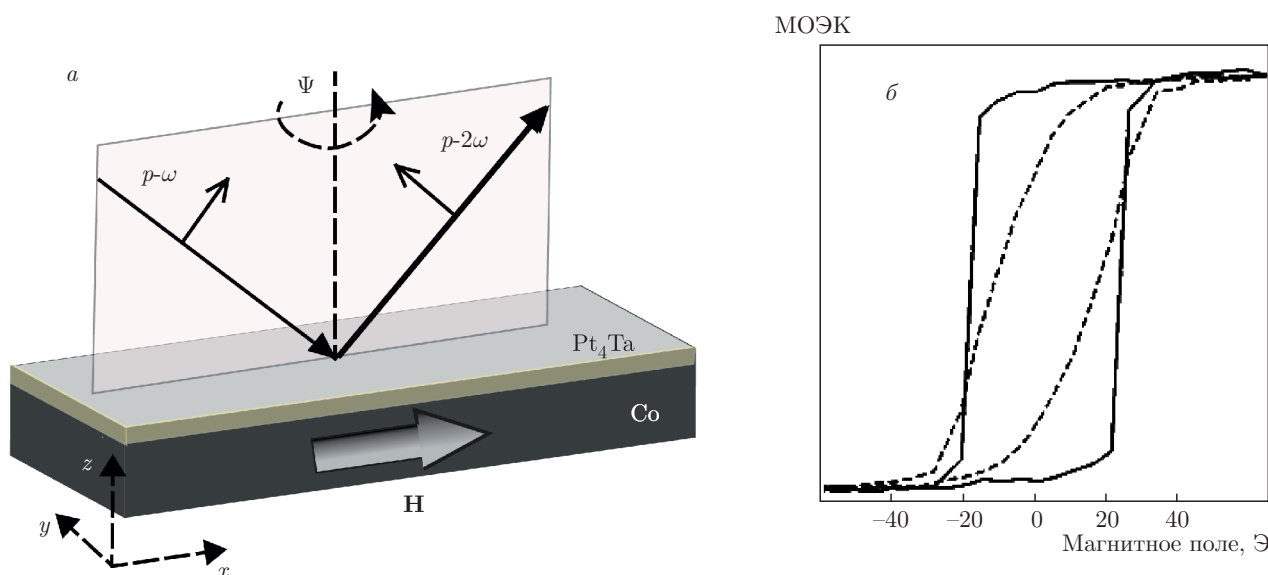


Рис. 1. а) Схема измерения генерации отраженной ВГ от бислойных пленок и используемая система координат; б) зависимости МОЭК от приложенного магнитного поля для двух азимутальных положений структуры Co/Pt, смещенных друг относительно друга на 90°

киральных распределений намагниченности на границах раздела методом генерации ВГ была теоретически рассмотрена в работе [14], в которой предсказано появление нового источника генерации ВГ в среде с пространственно-неоднородным распределением намагниченности, в том числе киральным, за счет возникновения флексо-магнитоэлектрического эффекта [15].

2. НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТОИНДУЦИРОВАННОЙ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

Как известно, генерация ВГ запрещена в средах с центром инверсии в электрическом дипольном приближении в силу соображений симметрии. Однако на поверхности таких сред или на скрытых границах раздела инверсная симметрия принципиально нарушена, что приводит к появлению поверхностной (или интерфейсной) дипольной восприимчивости, локализованной (в случае металлов) в слое толщиной в единицы нанометров [16]. Для магнитных сред, аналогично случаю линейной магнитооптики, возникает дополнительный магнитоиндуцированный вклад в квадратичную поляризацию на частоте ВГ (2ω), поэтому полную поляризацию на частоте ВГ в линейном по намагниченности приближении можно записать в виде

$$\mathbf{P}_{2\omega} = \left(\hat{\chi}^{(2)cr} + \hat{\chi}^{(2)m}(M) \right) \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega \propto (\mathbf{E}_{2\omega}^{cr} + \mathbf{E}_{2\omega}^m), \quad (1)$$

где нелинейные восприимчивости $\hat{\chi}^{(2)cr}$ и $\hat{\chi}^{(2)m}$ соответствуют так называемому кристаллографическому (не зависящему от намагниченности среды) и линейному по намагниченности вкладам; они приводят к появлению полей на частоте ВГ, $\mathbf{E}_{2\omega}^{cr}$ и $\mathbf{E}_{2\omega}^m$, интерференция которых определяет зависимость интенсивности генерации ВГ от внешнего магнитного поля. Набор ненулевых компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)cr}$ зависит от точечной группы симметрии поверхности исследуемой структуры, которая вместе с направлением намагниченности определяет компоненты тензора $\hat{\chi}^{(2)m}$; измерение анизотропии ВГ позволяет установить соответствие изучаемой структуры определенной точечной группе симметрии.

Необходимо отметить, что для однородно намагниченных структур любой кристаллографической симметрии в геометрии экваториального магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) возможна генерация только p -поляризованной магнитоиндуцированной (линейной по намагниченности) компоненты ВГ, а для меридионального — s -поляризованной [11]. Поэтому в схеме меридионального МОЭК при детектируемой p -поляризации для однородно намагниченных структур (рис. 1а) не должно наблюдаться изменения интенсивности ВГ при наложении магнитного поля. Отметим также, что при генерации

ВГ в анизотропных средах оба слагаемых в выражении для нелинейной поляризации являются функцией азимутального угла.

Отметим, что выражение (1) является далеко не полным; так как оно не учитывает квадратичные по намагниченности вклады в нелинейную поляризацию, в том числе вклад, описывающий флексо-магнитоэлектрический эффект (обозначенный ниже индексом Q) [15], который, согласно [14], может давать вклад в генерацию второй гармоники в структурах с неколлинеарной намагниченностью и представляет для нас большой интерес. В общем случае интенсивность ВГ можно представить в виде

$$I_{2\omega} \sim |P^{cr} + P_1^m(M) + P_2^m(M^2) + P^Q(M) + \bar{\nu}(M)|^2 = I_{2\omega}^{odd}(M) + I_{2\omega}^{even}(M), \quad (2)$$

где $P_1^m(M)$ и $P_2^m(M^2)$ — составляющие нелинейной поляризации, пропорциональные соответственно первой и второй степеням намагниченности \mathbf{M} ; слагаемые следующего порядка малости обозначены как $\bar{\nu}(M)$. В выражении (2) введено также разделение на четную (*even*) и нечетную (*odd*) по \mathbf{M} компоненты интенсивности ВГ:

$$I_{2\omega}^{odd}(M) \sim (P^{cr} + P_2^m + P^Q) P_1^m(M), \quad (3)$$

$$I_{2\omega}^{even}(M) \sim (P_2^m)^2 + (P^Q)^2 + 2P^{cr} P_2^m + 2P^{cr} P^Q + (P_1^m)^2 + \bar{\nu}(M). \quad (4)$$

Легко заметить, что нечетные по \mathbf{M} компоненты определяются произведением суммы четных слагаемых на составляющую нелинейной поляризации $P_1^m(M)$, определяющую магнитный нелинейно-оптический эффект Керра и сравнимую по амплитуде с не зависящей от \mathbf{M} компонентой P^{cr} . Данное разделение будет использовано в дальнейшем при анализе экспериментальных зависимостей.

3. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Магнитные структуры Co(20 нм)Pt(3 нм) и Co(20 нм)Ta(3 нм) были изготовлены методом магнетронного напыления в атмосфере аргона (4×10^{-4} Торр). Предварительная откачка камеры осуществлялась до 10^{-7} Торр. Напыление проводилось с отдельных мишеней Ta, Co, Pt при комнатной температуре на подложки из кристаллического кремния и покровного стекла. Контроль толщин осуществлялся с помощью предварительной калибровки пленок с параметрами, близкими к рабочим, методом малоугловой рентгеновской дифрактометрии.

При изучении генерации ВГ в качестве зондирующего использовалось излучение импульсного лазера на титанате сапфира (длина волны $\lambda_\omega = 820$ нм, длительность импульса 60 фс, средняя мощность 50 мВт), которое фокусировалось на поверхность бислойной структуры под углом 45° в пятно с диаметром около 30 мкм, импульсная плотность мощности составляла около 100 МВт/см². Отраженное от образца излучение ВГ ($\lambda_{2\omega} = 410$ нм) проходило через сине-зеленый фильтр, отрезающий накачку, анализатор (призма Глана–Тейлора) и регистрировалось фотоэлектронным умножителем, работавшим в режиме счета фотонов. Образец был закреплен на столике, ось вращения которого совпадала с нормалью к поверхности пленки; это позволило изучить анизотропию генерации ВГ (зависимости интенсивности ВГ от азимутального угла ψ , $I_{2\omega}(\psi)$) при вращении образца относительно нормали к его поверхности для p - и s -поляризованных компонент ВГ, при этом выбор положения, соответствующего $\psi = 0$, был случаен.

При изучении магнитооптических эффектов на частоте ВГ образец в определенном азимутальном положении помещался между полюсами электромагнита, создающего меридиональное магнитное поле.

Измерение зависимостей линейного магнитооптического эффекта Керра (рис. 1б) было выполнено для двух взаимно перпендикулярных азимутальных положений бислойной структуры. Полученное существенное различие формы гистерезисов МОЭК указывает на магнитную анизотропию исследуемых структур, коэрцитивность которых составляет около 20 Э, поле насыщения — менее 100 Э.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 приведены азимутальные зависимости интенсивности ВГ для бислойной пленки Co/Pt, измеренные в отсутствие внешнего магнитного поля после того, как к образцу было приложено, а затем снято статическое магнитное поле напряженностью около 1 кЭ. Видно, что для p -поляризованной ВГ наблюдается один выраженный максимум при $\psi = 130^\circ$ (симметрия первого порядка), тогда как для s -поляризации наблюдается зависимость с периодом π , причем максимумы p - и s -поляризованных составляющих ВГ смещены друг относительно друга на 90° .

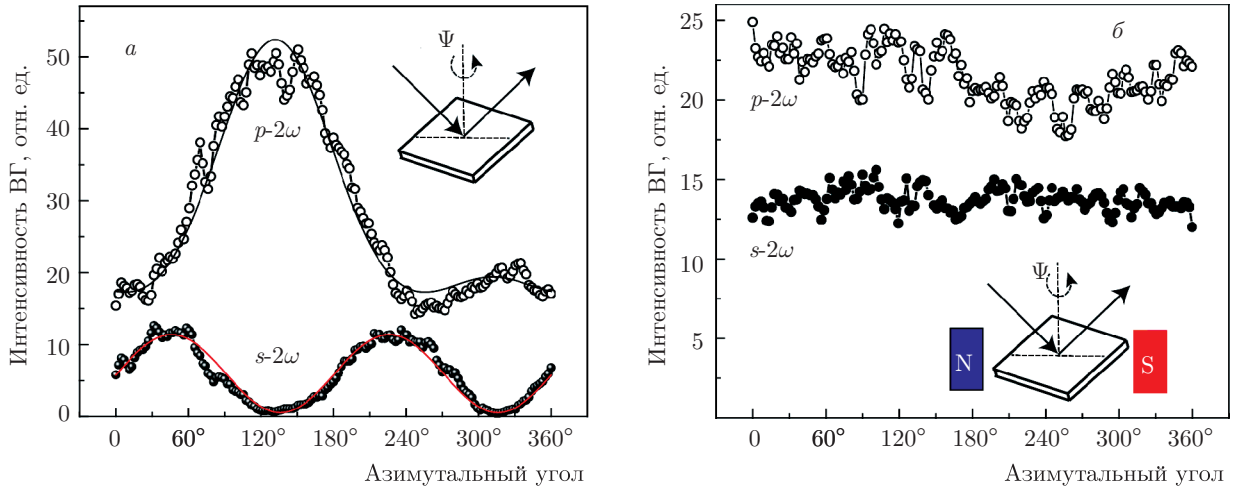


Рис. 2. Азимутальные зависимости интенсивности ВГ в отсутствие поля (а) и при наложении на бислойную пленку Pt/Co статического меридионального магнитного поля (б); темные и светлые символы соответствуют *s*- и *p*-поляризациям ВГ. Линиями показаны результаты аппроксимации зависимости интенсивности ВГ для структуры с осью легкого намагничивания в плоскости пленки

В то же время, при выполнении аналогичных измерений в присутствии статического магнитного меридионального поля напряженностью 1.5 кЭ (рис. 2б) наблюдается генерация практически изотропной ВГ; что особенно хорошо видно в случае *s*-поляризованной ВГ.

Азимутальные зависимости интенсивности ВГ $I_{2\omega}(\psi)$ (рис. 2а) соответствуют наличию оси легкого намагничивания в плоскости пленки. В отсутствие внешнего магнитного поля азимутальное вращение образца сопровождается поворотом остаточной намагниченности в лабораторной системе координат $\mathbf{P}_{1,x}^m \propto M \cos \psi \propto E_{2\omega}^{odd} \cos \psi$, при этом максимум *p*-поляризованной ВГ соответствует конструктивной интерференции кристаллографического и экваториального магнитоиндуцированного полей ВГ,

$$I_{2\omega}^+ \propto |E_{2\omega}^{cr} + e^{i\alpha} E_{2\omega}^{odd}|^2,$$

тогда как минимум — деструктивной,

$$I_{2\omega}^- \propto |E_{2\omega}^{cr} - e^{i\alpha} E_{2\omega}^{odd}|^2,$$

где α — сдвиг фаз между полями $E_{2\omega}^{cr}$ и $E_{2\omega}^{odd}$. Различие интенсивности ВГ для $\psi = 130^\circ$ и $\psi = 310^\circ$ соответствует наблюдению экваториального МОЭК на частоте ВГ, вызванного остаточной намагниченностью структуры, характеризуемой магнитным контрастом

$$\rho_{2\omega} = \{I_{2\omega}^+ - I_{2\omega}^-\} / \{I_{2\omega}^+ + I_{2\omega}^-\} \approx 0.43.$$

Анизотропная зависимость *s*-поляризованной ВГ с периодом π определяется генерацией магнитоиндуцированной ВГ; максимумы

$$I_{\omega}^s \propto |E_{2\omega}^{odd}|^2$$

наблюдаются для азимутальных положений структуры, для которых ось легкой намагниченности параллельна оси *x*, т. е. в случае реализации меридионального МОЭК. Аппроксимация соответствующих азимутальных зависимостей интенсивности ВГ показана сплошными линиями на рис. 2.

В то же время, зависимости $I_{2\omega}(\psi)$ в присутствии постоянного магнитного поля демонстрируют практически полное исчезновение анизотропии (рис. 2б). Поскольку в данном случае $E_{2\omega}^{odd} = \text{const}$, то близкая к изотропной зависимость $I_{2\omega}(\psi)$ указывает на отсутствие (с точностью до ошибки измерения) кристаллографической анизотропии пленки, проявляющейся в нелинейно-оптическом отклике. Отметим, что в этом случае *s*-поляризованная компонента ВГ является чисто магнитоиндуцированной. Таким образом, метод генерации ВГ в отсутствие внешнего магнитного поля позволяет определить положение оси легкого намагничивания в пленочных магнитных структурах; в случае Co/Pt оно соответствует значениям $\psi \sim 40^\circ, 220^\circ$.

На рис. 3 приведены зависимости интенсивности ВГ от напряженности меридионального магнитного поля для различных комбинаций поляризации излучения накачки и ВГ; панели а, в, д соответствуют

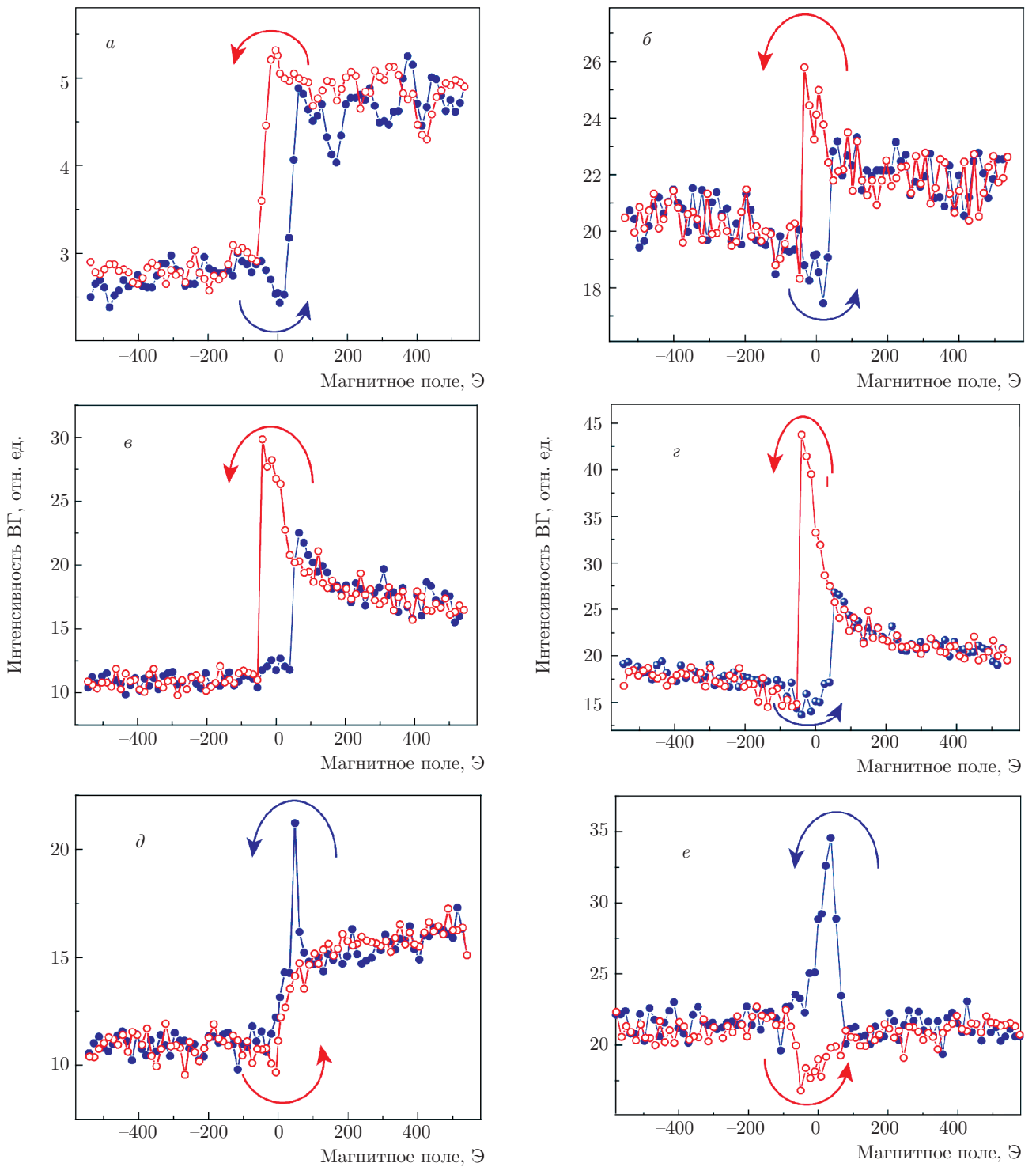


Рис. 3. Зависимости интенсивности ВГ от напряженности магнитного поля для смешанной (левый столбец) и *p*-поляризации излучения ВГ (правый столбец); ось легкого намагничивания параллельна полю (*a, б*); ориентирована под углом 45° (*в, з*) и перпендикулярна полю (*д, е*)

угловому положению анализатора 45° относительно p -поляризации (смешанная поляризация), при этом регистрируется «разрешенный» для меридионального МОЭК поворот плоскости поляризации излучения ВГ. Панели b, c, e соответствуют случаю p -поляризованной ВГ, изменение которой не ожидается для однородно намагниченных структур [11], т. е. «запрещенному» эффекту. Эксперименты выполнены для трех азимутальных положений структуры, когда ось легкого намагничивания составляет с меридиональным полем угол $\varphi = 0$ (a, b), $\varphi = 45^\circ$ (c, d) и $\varphi = 90^\circ$ (d, e). Видно, что во всех случаях наблюдается значительная магнитоиндуцированная модуляция сигнала ВГ.

Для «разрешенного» меридионального эффекта Керра приложение внешнего поля вдоль оси легкого намагничивания (рис. 3а) приводит к появлению близкой к прямоугольной петли гистерезиса, поле насыщения составляет менее 100 Э; аналогичные значения получены для линейного МОЭК, характеризующего магнитные свойства объема пленки кобальта. При ориентации оси перпендикулярно приложенному полю (рис. 3д) гистерезис ВГ не наблюдается; однако также проявляется резкий (статистически повторяющийся) выброс интенсивности ВГ вблизи $H = 0$. Рисунок 3в соответствует ориентации оси легкого намагничивания под углом 45° к внешнему меридиональному полю.

Аналогичные измерения в геометрии меридионального МОЭК были выполнены для p -поляризованной ВГ (т. е. в геометрии «запрещенного» эффекта) для трех взаимных ориентаций оси легкого намагничивания и приложенного поля, а именно, когда ось параллельна внешнему полю (рис. 3б), ориентирована под 45° (рис. 3г) и перпендикулярна (рис. 3е) полю. В этом случае также наблюдаются выраженные магнитоиндуцированные изменения интенсивности ВГ, особенно в окрестности нулевого значения магнитного поля. В соответствии с симметрией отклика ВГ в однородно намагниченных структурах, меридиональная намагниченность может приводить к появлению только s -поляризованной составляющей ВГ и не изменяет величину измеряемой p -поляризованной ВГ [11]. Следует предположить, что в данном случае наблюдается перемагничивание пленки кобальта путем разворота намагниченности в плоскости с появлением экваториальной составляющей \mathbf{M} при $|\mathbf{H}| \rightarrow 0$. Направление поворота \mathbf{M} различно для двух ветвей гистерезиса, что приводит к разному знаку экваториального эффекта Керра на частоте ВГ.

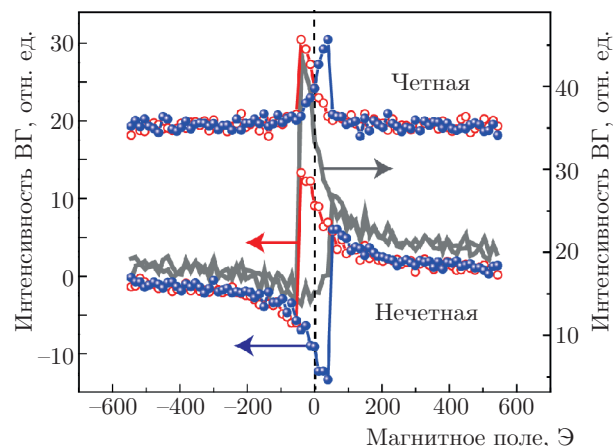


Рис. 4. Зависимости четной и нечетной по магнитному полю составляющих интенсивности второй гармоники, полученные из анализа экспериментальной зависимости интенсивности ВГ для бислойной пленки Co/Pt при угле 45° между осью легкого намагничивания структуры и внешним магнитным полем

Также интересной особенностью зависимостей p -поляризованной ВГ от магнитного поля является разная величина $I_{2\omega}$ для противоположных направлений магнитного поля для диапазона вне области перемагничивания, и для азимутальных положений образца, при которых ось легкого намагничивания не перпендикулярна меридиональному полю (рис. 3б, г). Можно предположить, что в этом случае в отклике ВГ проявляются особенности магнитных свойств границ раздела, в том числе нетривиальные состояния намагниченности, которые чувствительны к композиционному составу структур.

Полученные в эксперименте зависимости $I_{2\omega}(H)$ были проанализированы с учетом феноменологического рассмотрения, описанного в разд. 2, а именно, выделены четная и нечетная по магнитному полю (намагниченности) составляющие интенсивности. Соответствующие зависимости приведены на рис. 4 для бислойной пленки Co/Pt; угол между осью легкого намагничивания и меридиональным приложенным полем составлял 45° . Видно, что присутствует заметный четный по намагниченности вклад $I_{2\omega}^{even}(M)$, на фоне не зависящей от магнитного поля кристаллографической составляющей ВГ; разделить конкретные вклады на основе имеющихся данных не представляется возможным.

Следует обратить внимание на зависимость $I_{2\omega}^{odd}(H)$, которая демонстрирует различную величину интенсивности ВГ вне области перемагничивания. Это не может быть вызвано наличием экваториальной составляющей, которая исчезает

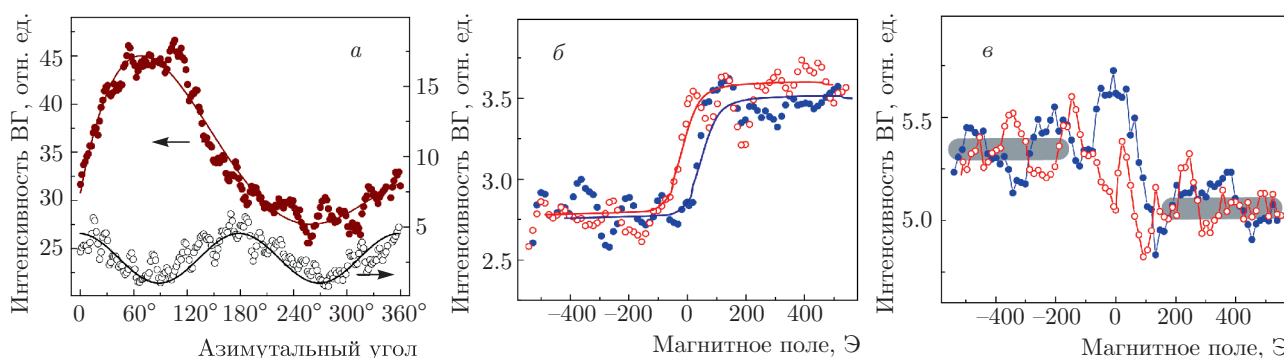


Рис. 5. Бислойная структура Co/Ta: *a* — азимутальные зависимости интенсивности ВГ для *p*- и *s*-поляризованной ВГ, соответственно темные и светлые символы; *б, в* — зависимости интенсивности ВГ от напряженности меридионального магнитного поля соответственно для смешанной и *p*-поляризаций, темные символы — изменение магнитного поля от отрицательных к положительным значениям, светлые — наоборот

после перемагничивания пленок в присутствии меридионального поля, поэтому, согласно формуле (3), величина $I_{2\omega}^{odd}$ ($H > 200$ Э) должна обратиться в нуль. Можно предположить, что изменение направления меридионального магнитного поля приводит к изменению направления вектора \mathbf{Q} [14], если в процессе перемагничивания структуры изменяется киральность намагниченности границы раздела; в этом случае слагаемое вида $P^{cr} P^Q$ в выражении (4) может быть причиной наблюдавшегося эффекта.

Для проверки данного предположения аналогичные эксперименты были выполнены для бислойной пленки Co(20 нм)/Ta(3 нм) (рис. 5). Как и в случае структуры Co/Pt, в отсутствие внешнего магнитного поля также наблюдалась анизотропия зависимости $I_{2\omega}(\psi)$, соответствующая наличию оси легкого намагничивания. Следует отметить, что для бислойной пленки Co/Ta интенсивность ВГ была значительно ниже по сравнению со структурой Co/Pt. Зависимости смешанной и *p*-поляризованной ВГ от магнитного поля приведены на рис. 5б,в. Аналогично структуре Co/Pt, для «разрешенного» меридионального эффекта Керра наблюдается гистерезис интенсивности ВГ, поле насыщения составляет около 100 Э. Для «запрещенной» *p*-поляризованной ВГ за пределами области перемагничивания также наблюдается магнитный контраст интенсивности ВГ, при $H_C \sim 300$ –400 Э, однако его знак противоположен случаю пленки Co/Pt; интенсивность ВГ больше при $H < 0$.

Можно предположить, что это связано с различием магнитного состояния границ раздела кобальта с Pt и Ta, обусловленным разным знаком константы взаимодействия ДМ для этих интерфейсов

[3]. Данное предположение требует дальнейших исследований бислойных пленок кобальта со слоями различных немагнитных металлов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе экспериментально исследованы особенности генерации магнитоиндуцированной оптической второй гармоники в бислойных структурах Co/Pt и Co/Ta, для которых основные источники ВГ локализованы на границах раздела. На основе анализа азимутальной анизотропии интенсивности ВГ в отсутствие внешнего магнитного поля показано наличие легкой магнитной оси, тогда как анизотропии кристаллической структуры не обнаружено. Измерения зависимости интенсивности различных поляризационных компонент ВГ от напряженности меридионального магнитного поля показали, что процесс перемагничивания пленки кобальта происходит преимущественно путем ее разворота в плоскости, при этом вблизи нулевых значений поля наблюдается резкое возрастание интенсивности ВГ, соответствующее экваториальной составляющей намагниченности. Наличие запрещенного по симметрии интенсивностного эффекта для *p*-поляризованной ВГ в меридиональном МОЭК вне области перемагничивания, различного по знаку для структур Co/Pt и Co/Ta, связано предположительно с наличием кирального распределения намагниченности на границе раздела кобальта и тяжелого металла.

Благодарности. Авторы благодарят А. А. Фраермана, М. В. Сапожникова и Е. А. Караштина (ИФМ РАН) за стимулирующие обсуждения.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-20103) с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Физика и технология микро- и наноструктур». Работа Н. С. Г. выполнена при поддержке гранта РНФ № 16-12-10340-П.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
2. K. W. Kim, H. W. Lee, K. J. Lee, and M. D. Stiles, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 216601 (2013).
3. J. Cho, N.-H. Kim, S. Lee et al., *Nat. Commun.* **6**, 7635 (2015).
4. C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren et al., *Nature Nanotech.* **11**, 444 (2016).
5. A. Fert, N. Reyren, and V. Cros, *Nature Rev. Mater.* **2**, 17031 (2017).
6. A. N. Litvinenko, A. V. Sadovnikov, V. V. Tikhonov, and S. A. Nikitov, *IEEE Magn. Lett.* **6**, 1 (2015).
7. T. Sebastian, K. Schultheiss, B. Obry, B. Hillebrands, and H. Schultheiss, *Front. Phys.* **3**, 35 (2015).
8. D. Wortmann, S. Heinze, Ph. Kurz, G. Bihlmayer, and S. Blügel, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4132 (2001).
9. V. L. Krutyanskiy, I. A. Kolmychek, B. A. Gribkov, E. A. Karashtin, E. V. Skorohodov, and T. V. Murzina, *Phys. Rev. B* **88**, 094424 (2013).
10. K. Sato, A. Kodama, and M. Miyamoto, *Phys. Rev. B* **64**, 184427 (2001).
11. R. P. Pan, H. D. Wei, and Y. R. Shen, *Phys. Rev. B* **39**, 1229 (1989).
12. I. A. Kolmychek, V. L. Krutyanskiy, T. V. Murzina, M. V. Sapozhnikov, E. E. Karashtin, V. V. Rogov, and A. A. Fraerman, *J. Opt. Soc. Amer. B* **32**, 331 (2015).
13. A. Kirilyuk and Th. Rasing, *J. Opt. Soc. Amer. B* **22**, 148 (2005).
14. E. A. Karashtin and A. A. Fraerman, *J. Phys. Cond. Mat.* **30**, 165801 (2018).
15. В. Г. Барьяхтар, В. А. Львов, Д. А. Яблонский, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 565 (1983).
16. J. E. Sipe, V. C. Y. So, M. Fukui, and G. I. Stegeman, *Phys. Rev. B* **21**, 4389 (1980).