13

Метод исследования магнитооптических характеристик отдельных магнитных слоев трехслойной системы

© А.В. Проказников[1], В.А. Папорков[2], М.А. Лях[2], Р.В. Селюков[1], В.В. Наумов[1]

[1] ЦНИТ-Ярославль Отделения физико-технологических исследований им. К.А. Валиева НИЦ „Курчатовский институт“, Ярославль, Россия
[2] Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Ярославль, Россия
E-mail: prokaznikov@mail.ru

Поступило в Редакцию 30 октября 2025 г.
В окончательной редакции 4 декабря 2025 г.
Принято к публикации 24 декабря 2025 г.

В интегральном магнитооптическом отклике трехслойной структуры Co(6 nm)/Ru(10 nm)/Co(10 nm)/Si(100) выделены вклады различных отдельных слоев кобальта. Разработана и представлена методика, позволяющая на основе анализа закономерностей магнитооптических зависимостей описывать магнитные свойства отдельных магнитных слоев трехслойных систем. Развитый метод позволил определить направления осей магнитной анизотропии в каждом из слоев.

Ключевые слова: магнитные свойства, многослойные структуры, магнитооптический эффект Керра, магнитная анизотропия, границы раздела.

DOI: 10.21883/0000000000

Работы в области использования многослойных магнитных систем для магнитной записи информации ведутся довольно давно. Обзор исследований, выполненных ранее в этом направлении, приводится в [1]. В этой работе представлены данные по использованию магнитооптического эффекта Керра в многослойных диэлектрических системах при наличии магнитного слоя. Запись и считывание сигнала посредством данного эффекта в многослойных системах на основе слоев TbFe/SiO осуществлены в [2]. Теоретические разработки в области спиновой переориентации в многослойных системах с антиферромагнитной связью приведены в [3]. В [4] представлен расчет распределения электрического поля в многослойных системах, содержащих магнитный слой. Особенности сигнала от многослойных магнитных систем Au(5 nm)/Co(1.2 nm)/Au(3 nm)/Co(0.8 nm)/Au(25 nm) и $(TbFe/Si_3N_4)_4$ исследовались в [5]. Подробно изучались свойства магнитных многослойных систем $Gd_xFeCo/SiN/Gd_yFeCo$ в [6], при этом указан путь разделения сигнала от различных магнитных слоев посредством исследования особенностей сигнала магнитооптического отклика. Комплексные исследования такого отклика в многослойных системах проведены в работах [7,8], в которых изучались теоретические и технологические аспекты функционирования многослойных магнитных систем. Обзор магнитооптических свойств многослойных систем приведен также в [9], где отмечается важность учета для подобных структур процессов на интерфейсах и приведено описание явлений, происходящих на границах немагнитных и магнитных сред. Отметим, что в перечисленных работах не представлены результаты исследований магнитной анизотропии многослойных систем, достижимых при использовании предлагаемого в настоящем исследовании метода. Представленный метод позволяет исследовать особенности, вносимые соответствующими интерфейсами в распределение намагниченности тонких пленок многослойной структуры.

В настоящей работе предлагается метод исследования анизотропии магнитных свойств отдельных слоев в трехслойной структуре с двумя магнитными слоями, разделенными буферным слоем. Этот метод основан на использовании магнитооптического экваториального эффекта Керра (МОЭЭК) и может быть обобщен на более сложные системы, так как глубина информативного сигнала МОЭЭК может достигать 80 nm [10].

Пленки металлов осаждали на пластины Si(100), покрытые естественным оксидом, методом магнетронного распыления на установке SCR-651 „Tetra“ (Alcatel). Для распыления мишеней Co и Ru чистотой 99.95 % использовался Ar чистотой 99.995 %, рабочее давление Ar составляло 0.2 Pa. Остаточное давление было равно $5 \cdot 10^{-5}$ Pa, высокочастотная мощность на мишени составляла 300 W.

В работе исследовались петли гистерезиса, измеренные в переменном магнитном поле с помощью МОЭЭК. Измерения проводились при комнатной температуре согласно методике, детально изложенной в [11]. Образец помещался между полюсами электромагнита, создающего магнитное поле частотой 30 Hz с амплитудой до 1000 Oe, достаточной для магнитного насыщения образца [11]. Поляризованный в плоскости падения (p-волна) лазерный пучок света диаметром 1 mm отражался от поверхности пленки в стандартной конфигурации для измерений МОЭЭК, при этом направление

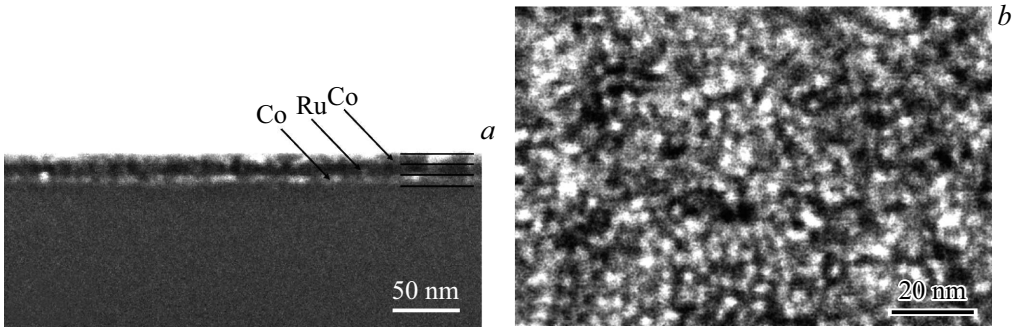

Рис. 1. *a* — СЭМ-изображение поперечного скола структуры Co(6 nm)/Ru(10 nm)/Co(10 nm)/Si. *b* — СЭМ-изображение поверхности верхней пленки кобальта исследуемой структуры.

магнитного поля было перпендикулярным плоскости падения лазерного луча, измерения проводились при разных углах падения луча φ. Измерялась величина

$$\delta = \Delta I / I(0), \tag{1}$$

где $\Delta I = I(H) - I(0)$. Здесь $I(H)$ — интенсивность света, отраженного от намагниченной поверхности, а $I(0)$ — интенсивность света, отраженного от ненамагниченной поверхности, H — напряженность магнитного поля. Значение ΔI пропорционально переменной составляющей тока фотоприемника, значение $I(0)$ пропорционально постоянной составляющей тока. Зависимость величины δ от напряженности магнитного поля $\delta(H)$ представляла собой магнитооптическую петлю гистерезиса (МОПГ). Амплитудное значение МОЭЭК определялось как $\delta_m = \delta(H_m)$, где H_m — амплитудное значение напряженности поля. Длина волны излучения лазера составляла $\lambda = 633$ nm. Съемку фрагмента полюсной фигуры Si(220) проводили на дифрактометре ДРОН-3М с использованием излучения CuK_α. Съемка проводилась при углах наклона образца $\psi = 39{-}49^\circ$. Морфология поверхности и поперечного скола системы исследовалась с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Supra-40 (Carl Zeiss). Толщины пленок определялись с помощью СЭМ-изображений сколов.

СЭМ-изображения исследуемой структуры представлены на рис. 1, *a*. Согласно проведенным исследованиям посредством СЭМ, толщина верхней и нижней пленки Co составляет 6 и 10 nm соответственно, толщина пленки Ru равна 10 nm. Пленки кобальта представляли собой поликристаллические слои с латеральным размером кристаллитов порядка 5 nm (рис. 1, *b*).

На первом этапе исследований были проведены измерения отклика в конфигурации МОЭЭК для двух- и однослойных тестовых структур на Si(100) с толщинами и границами, соответствующими исследуемой трехслойной магнитной структуре, а именно для пленок Co(6 nm)/Ru(10 nm)/Si(100) и Co(10 nm)/Si(100). На рис. 2, *a* представлены угловые зависимости $\delta_m(\varphi)$, которые свидетельствуют о том, что магнитооптический отклик от этих структур равен нулю при различных углах падения луча, при которых происходит инверсия МОПГ. В частности, при угле падения 76° отклик от системы Co/Si равен нулю.

На рис. 2, *b* представлены петли гистерезиса для исследуемой трехслойной системы при двух различных углах падения. Как видно из рис. 2, *a*, при угле падения света, равном 76°, магнитооптический отклик от нижнего слоя Co/Si равен нулю, поэтому магнитооптический отклик при угле падения луча 76° определяется слоем Co/Ru трехслойной системы Co/Ru/Co/Si. Поскольку петля гистерезиса, измеренная при $\varphi = 45^\circ$, является суперпозицией двух петель, соответствующих ферромагнитным слоям Co (6 nm) и Co (10 nm), для получения петли гистерезиса слоя Co (10 nm) необходимо из петли, измеренной при $\varphi = 45^\circ$, вычесть петлю, измеренную при $\varphi = 76^\circ$. Из рис. 2, *a* следует, что величина δ_m пленки Co/Ru при $\varphi = 45^\circ$ меньше δ_m при $\varphi = 76^\circ$. Следовательно, при вычитании необходимо значения для петли гистерезиса, измеренной при $\varphi = 76^\circ$, умножить на эмпирический коэффициент, учитывающий эту разницу. Критерием правильности подбора этого коэффициента являлось отсутствие разрывов в формируемой петле гистерезиса (рис. 2, *b*), в нашем случае он равен $k = 0.63$. Таким образом, производится линейное преобразование МОПГ, которое можно условно описать следующим образом:

$$\mathbb{R}^2 \to \mathbb{R}^2, T(C_1\mathbf{V}_1 + C_2\mathbf{V}_2) = C_1 T(\mathbf{V}_1) + C_2 T(\mathbf{V}_2), \tag{2}$$

где $\mathbb{R}^2$ — пространство действительных чисел размерности два, $T(\mathbf{V})$ – линейное преобразование элементов пространства, C_1, C_2 — численные коэффициенты (в нашем случае $C_1 = 1$, $C_2 = k$), $\mathbf{V}_1$ — горизонтальная составляющая, $\mathbf{V}_2$ — вертикальная составляющая.

В [12] показано, что для структур с одним магнитным слоем форма петли гистерезиса не меняется в зависимости от угла падения луча. В структурах с несколькими магнитными слоями форма петли изменяется в зависимости от угла падения луча [12]. Это связано с тем, что взаимодействие электромагнитного излучения происходит с различными магнитными слоями в зависимости от угла падения [12]. Из рис. 2, *b* видно, что форма петли

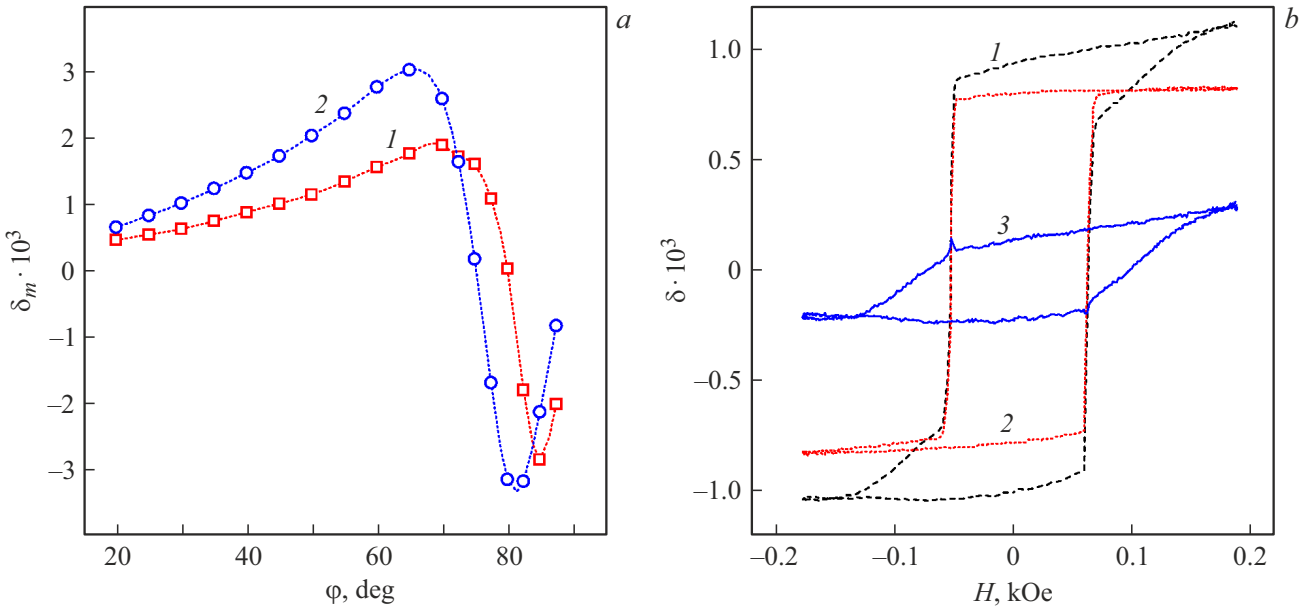

Рис. 2. *a* — зависимости δ_m от угла падения света φ для пленок Co(6 nm)/Ru(10 nm)/Si (*1*) и Co(10 nm)/Si (*2*). *b* — петли гистерезиса образца Co(6 nm)/Ru(10 nm)/Co(10 nm)/Si и отдельных его слоев для угла падения света $\varphi = 45$ (*1*) и 76° (*2*). *3* — разность петель гистерезиса, соответствующая нижнему слою Co(10 nm)/Si в трехслойной структуре на кремниевой подложке, ориентация образца $\theta = 0°$, $k = 0.63$.

для многослойной структуры Co/Ru/Co/Si меняется с изменением угла падения. Формы петель гистерезиса *1* и *2* на рис. 2, *b* различны. Как это видно из рис. 2, *b*, петля гистерезиса *2* является типичной для оси легкого намагничивания (угол падения луча $\varphi = 76°$). Ось легкого намагничивания в этом направлении наблюдается только для верхнего слоя (рис. 2, *b*, ось EA Co/Ru). Для нижнего слоя в этом направлении имеет место ось трудного намагничивания (рис. 2, *b*, ось HA-2 Co/Si). Следовательно, при угле падения луча $\varphi = 76°$, когда, согласно рис. 2, *a*, отклик от нижнего слоя равен нулю, вклад вносит только верхний слой Co/Ru, у которого в этом направлении наблюдается ось легкого намагничивания, а от нижнего слоя магнитооптический отклик отсутствует. При угле падения в 45° вклад в результирующую МОПГ вносят оба слоя, что и отражает петля гистерезиса *1* на рис. 2, *b*, которая не соответствует МОПГ для легкой оси намагничивания. Этот факт наглядно иллюстрирует сделанное утверждение об отсутствии вклада от нижнего слоя Co при угле падения, при котором происходит инверсия МОПГ. Угол падения в 45° выбирается достаточно произвольно из условий четкости фиксации МОПГ, что не выполняется при малых углах падения и углах, близких к скользящему.

Критерий гладкости петли гистерезиса представляется разумным ввиду того, что результирующий отклик системы в нашем случае для длины волны падающего излучения $\lambda = 633$ nm и системы Co/Ru/Co/Si характеризовался гладкой петлей гистерезиса во всех исследуемых нами ситуациях, а в случае разрывности петли от какого-либо слоя петля от другого слоя должна была бы в точности компенсировать этот разрыв. Кроме того, дополнительно исследованные структуры Co/Ru/Si и Co/Si, которые являлись составными частями исследуемой системы, также характеризовались непрерывными МОПГ во всех случаях, хотя имели интерфейсы с различными по свойствам материалами. Отметим, что для других длин волн, в частности, в системе $(TbFe/Si_3N_4)_4$ [5] наблюдались также разрывные петли гистерезиса в полярном магнитооптическом эффекте Керра. Подобные ситуации требуют дополнительного исследования.

Измерения МОПГ проводили при разных углах поворота образца в собственной плоскости θ. Значения θ меняли в пределах от 0 до 350° с шагом от 5 до 10°, поэтому погрешность составляет порядка 5°. Уменьшение шага при фиксации результатов позволяет улучшить точность метода. За нулевой угол отсчета $\theta = 0°$ условно принят угол между направлением оси наиболее легкого намагничивания для верхнего слоя Co/Ru исследуемой трехслойной структуры (рис. 3, *a*, штриховая линия EA Co/Ru). Результат проведенных исследований представлен на рис. 3, *a*. Из представленного на рис. 3, *a* результата следует, что верхний слой Co/Ru исследуемой трехслойной структуры имеет по одной условной оси наиболее легкого и трудного намагничивания. Термин „условная ось трудного/легкого намагничивания“ используется, так как соответствующие петли гистерезиса несколько отличаются от канонических петель и не выходят на насыщение, поэтому критерием служило то, что при перемагничивании вдоль оси легкого

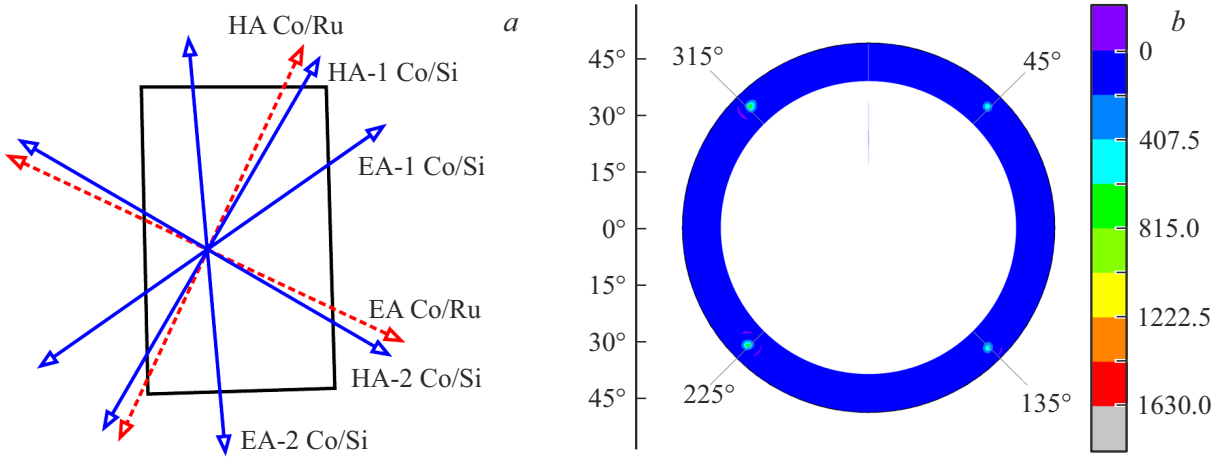

Рис. 3. *a* — ориентация условных осей легкого (EA) и трудного (HA) намагничивания в трехслойной структуре Co/Ru/Co/Si. Штриховыми линиями обозначены оси верхнего магнитного слоя Co/Ru, сплошными — оси в нижнем слое Co/Si, прямоугольником — положение образца со структурой. *b* — фрагмент полюсной фигуры $39 \leqslant \psi \leqslant 49^\circ$ Si (220) для исследуемого образца. Положение максимумов указывает на ориентацию четырех направлений $\langle 110 \rangle$ вдоль сторон образца.

намагничивания форма петли гистерезиса была близка к прямоугольной, тогда как при перемагничивании вдоль оси трудного намагничивания прямоугольность отсутствовала. Однако построенные полярные диаграммы зависимостей коэрцитивной силы и остаточной намагниченности от угла поворота образца в его плоскости позволяют идентифицировать направления наиболее легкого/трудного намагничивания. Нижний слой (Co/Si) исследуемой трехмерной структуры имеет две ортогональные друг другу оси наиболее трудного намагничивания и две не ортогональные друг другу оси легкого намагничивания. Полюсная фигура на рис. 3, *b* определяет положение кристаллографических осей подложки кремния с ориентацией (100). На основании этой полюсной фигуры можно утверждать, что стороны образца ориентированы вдоль кристаллографических направлений $\langle 110 \rangle$ кремниевой подложки с ориентацией (100).

Предложенный метод может быть полезен для диагностики трехмерных функциональных электронных систем, в частности памяти, с различными магнитными состояниями в каждом магнитном слое.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“ на оборудовании Центра коллективного пользования научным оборудованием „Диагностика микро- и наноструктур“ Ярославского государственного университета им. П.Г. Демидова.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] P.H. Lissberger, Rep. Prog. Phys., **33**, 197 (1970). DOI: 10.1088/0034-4885/33/1/305
[2] N. Saito, R. Sato, N. Kawamura, M. Kajiura, Jpn. J. Appl. Phys., **28**, 343 (1989). DOI: 10.7567/JJAPS.28S3.343
[3] R. Atkinson, N.F. Kubrakov, S.N. Utochkin, A.K. Zvezdin, J. Appl. Phys., **75**, 6786 (1994). DOI: 10.1063/1.356830
[4] R. Gamble, P.H. Lissberger, J. Opt. Soc. Am. A, **5**, 1533 (1988). DOI: 10.1364/JOSAA.5.001533
[5] J. Hamrle, J. Ferre, M. Nyvlt, S. Visnovsky, Phys. Rev. B, **66**, 224423 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.66.224423
[6] Yu. Tsema, M. Savoini, A. Tsukamoto, A.V. Kimel, A. Kirilyuk, Th. Rasing, Appl. Phys. Lett., **109**, 172403 (2016). DOI: 10.1063/1.4966183
[7] D.O. Ignatyeva, C.S. Davies, D.A. Sylgacheva, A. Tsukamoto, H. Yoshikawa, P.O. Kapralov, A. Kirilyuk, V.I. Belotelov, A.V. Kimel, Nat. Commun., **10**, 4786 (2019). DOI: 10.1038/s41467-019-12699-0
[8] O.V. Borovkova, D.O. Ignatyeva, V.I. Belotelov, Sci. Rep., **11**, 2239 (2021). DOI: 10.1038/s41598-021-81887-0
[9] A.K. Zvezdin, V.A. Kotov, *Modern magnetooptics and magnetooptical materials* (Bristol, Philadelphia, 1997).
[10] E. Oblak, P. Riego, L. Fallarino, A. Martí nez-de-Guerenu, F. Arizti, A. Berger, J. Phys. D, **50**, 23LT01 (2017). DOI: 10.1088/1361-6463/aa6df2
[11] Э.Ю. Бучин, Е.И. Ваганова, В.В. Наумов, В.А. Папорков, А.В. Проказников, Письма в ЖТФ, **35** (13), 8 (2009). [E.Yu. Buchin, E.I. Vaganova, V.V. Naumov, V.A. Paporkov, A.V. Prokaznikov, Tech. Phys. Lett., **35** (7), 589 (2009). DOI: 10.1134/S1063785009070025].
[12] В.А. Папорков, А.В. Проказников, Микроэлектроника, **48** (1), 63 (2019). DOI: 10.1134/S0544126919010083 [V.A. Paporkov, A.V. Prokaznikov, Russ. Microelectron., **48** (1), 43 (2019). DOI: 10.1134/S1063739719010086].