

МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МЕМРИСТОРНЫХ НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК $\text{CoFeB}-\text{LiNbO}_3$

M. A. Симдянова^{a,b}, E. A. Ганьшина^a, И. М. Припеченков^a, С. Н. Николаев^c,
И. В. Быков^d, А. В. Дорофеенко^d, А. Л. Васильев^c, А. В. Ситников^{c,e}, В. В. Рыльков^{c,d},
А. Н. Юрсов^b, А. Б. Грановский^{a,d}*

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

^b МИРЭА — Российский технологический университет
119454, Москва, Россия

^c Научный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

^d Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук
125412, Москва, Россия

^e Воронежский государственный технический университет
394026, Воронеж, Россия

Поступила в редакцию 27 мая 2025 г.,
после переработки 10 июня 2025 г.
Принята к публикации 17 июня 2025 г.

Разработка мемристоров на основе нанокомпозитных магнитных пленок $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ требует комплексного исследования их структурных, магнитных, магнитотранспортных и оптических свойств, причем в зависимости от состава и технологических условий напыления пленок. В настоящей работе метод магнитооптической спектроскопии использован для исследования пленок $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ в широкой области состава, охватывающей обе стороны переколяционного перехода (изолирующую и металлическую). Образцы изготовлены методом ионно-лучевого осаждения на подложках из ситалла, кремния и кварца. Методика исследований основана на измерении полевых и спектральных зависимостей экваториального эффекта Керра в видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Результаты эксперимента анализируются с использованием результатов исследований структурных свойств, сопротивления, аномального эффекта Холла, оптических свойств, а также расчетов в рамках обобщенного метода эффективной среды с учетом размера гранул.

DOI: 10.7868/S3034641X25100117

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные нанокомпозиты или наногранулированные магнитные пленки «ферромагнитный металл–диэлектрик» представляют собой ансамбли однодоменных ферромагнитных частиц металла в матрице диэлектрика. В зависимости от содержания металла и особенно вблизи порога переколяции они проявляют интересные магнитные, магни-

тотранспортные, оптические, магнитооптические и высокочастотные свойства [1–5]. Магнитные нанокомпозиты широко используются в технике, например, в магнитной записи информации или для высокочастотных отражающих покрытий. Они также перспективны для применений в системах записи и хранения информации, создания магнитных сенсоров, разработки материалов оптоэлектроники и др. (см. [1–5] и ссылки в этих работах). Недавно показано, что магнитные нанокомпозиты, в частности $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$, в конденсаторной геометрии проявляют также эффекты обратимого резистивного переключения, что перспективно для

* E-mail: marina.simdyanova3103@mail.ru

создания мемристорных устройств, имитирующих синапсы в нейроморфных системах [5]. Разработка мемристоров на основе нанокомпозитных магнитных пленок $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ требует комплексного исследования их структурных, магнитных, магнитотранспортных и оптических свойств, причем в зависимости от состава и технологических условий напыления пленок. С другой стороны, эти нанокомпозиты, состоящие из массива ферромагнитных гранул Co–Fe–B с высокой намагниченностью и спиновой поляризацией, неупорядоченно расположенных в диэлектрической матрице LiNbO_3 с высокой диэлектрической проницаемостью, можно рассматривать как оптимальную платформу для изучения разнообразных свойств неупорядоченных систем, в том числе магнитооптических.

В настоящей работе метод магнитооптической спектроскопии [4] использован для исследования пленок $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ в широкой области состава, охватывающей обе стороны переключательного перехода, в которых данные системы проявляют изолирующие и металлические свойства. Основное внимание уделяется изучению магнитооптических свойств пленок, изготовленных в тождественных технологических условиях, но на разных подложках. Также для выявления роли бора приводятся данные для не содержащего бор нанокомпозита, а именно для $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ при $x = 59$ ат. %. Результаты эксперимента анализируются с использованием результатов исследований структурных свойств, электросопротивления, аномального эффекта Холла, оптических свойств, а также расчетов в рамках обобщенного на учет размера гранул метода эффективной среды. Для расчета параметра экваториального эффекта Kerra в рамках метода эффективной среды необходимы данные о спектральных зависимостях оптических и магнитооптических параметров компонент, т. е. для $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ и LiNbO_3 , которые нами были определены для однокомпонентных толстых пленок (приведены в Приложении).

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Образцы наногранулированных пленок $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с $x = 43, 47, 55, 59$ ат. % были получены распылением составной мишени из $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ и LiNbO_3 ионным пучком на подложки из ситалла, кремния и кремния с оксидным слоем SiO_2 . В последнем случае толщина термически выращенного слоя оксида составля-

ла 200 нм (ниже данная подложка обозначается как SiO_2/Si). Разработанная методика получения нанокомпозитов подробно описана в работах [5, 6] и позволяет в едином технологическом цикле изготавливать образцы разного концентрационного состава. Толщина используемых пленок на подложках из ситалла превышала 1 мкм, что позволяло избежать возможных интерференционных эффектов. Толщина же пленок на подложках Si и SiO_2/Si составляла 85–130 нм. Методики структурной аттестации образцов и магнитотранспортных измерений подробно описана в работах [5–7]. Напомним, что однозначное определение величины x в нашем случае не представляется возможным по той причине, что существующими методами энергодисперсионного рентгеновского микроанализа (ЭРМ) невозможно выявить, какая часть бора при росте нанокомпозита оказывается в металлических гранулах, а какая — в оксидной матрице (см. [6, 7]). Поэтому для определенности при нахождении x по данным ЭРМ мы пользовались формулой нанокомпозита, отражающей состав мишени, т. е. $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$, используя ее в дальнейшем в компактном виде как $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ для обозначения нанокомпозита.

Изображения высокого разрешения поперечных сечений нанокомпозитных пленок были получены при ускоряющем напряжении 200 кэВ с помощью просвечивающего/растрового электронного микроскопа (ПЭМ/ПРЭМ) «Tescan Osiris» (Thermo Fisher Scientific, США), снабженного энергодисперсионным рентгеновским спектрометром (ЭРС) «Super-X» (Bruker, США) и высокоугловым кольцевым темнопольным детектором (ВКТД) (Fischione, США). Необходимые для структурных исследований сечения пленок приготовлены с помощью фокусированного ионного пучка (ФИП) Ga^+ в электронно-ионном микроскопе «Helios NanoLabTM 600i» (Thermo Fisher Scientific, США).

Магнитооптические (МО) исследования проводились в геометрии экваториального эффекта Kerra (Transverse Kerr effect, TKE) при $T = 300$ К в спектральном диапазоне 0.5–3.8 эВ в магнитном поле до 2.5 кЭ. Использовался p -поляризованный свет при угле падения 68.5° . Для каждой концентрации измерялась спектральная зависимость в максимальном магнитном поле и полевые зависимости МО-сигнала для ряда выбранных длин волн. Измерения выполнены динамическим методом, при котором параметр TKE есть относительное изменение интенсивности отраженного света при намагничива-

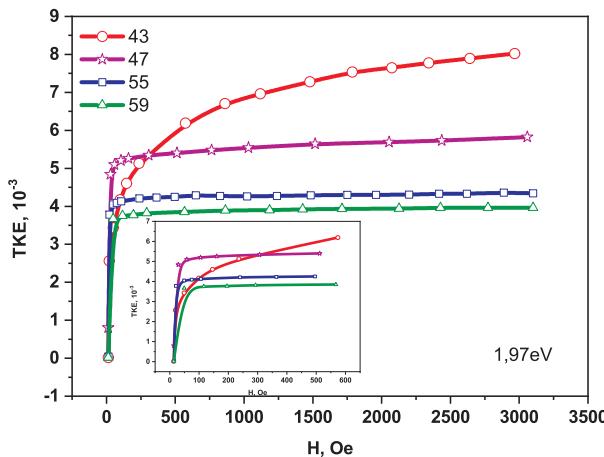


Рис. 1. Зависимости ТКЕ от приложенного магнитного поля при энергии кванта света $E = 1.97$ эВ для нанокомпозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на подложке Si при различных значениях концентрации x . На вставке показаны магнитополевые зависимости ТКЕ в слабых полях

нии образца переменным магнитным полем частотой 40 Гц. Дополнительно были выполнены оптические измерения на эллипсометре SE850 DUV фирмы Sentech (Germany).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены магнитополевые зависимости ТКЕ для образцов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на подложках Si, содержащих от 43 до 59 ат. % ферромагнитного металла. Согласно недавно полученным данным для сопротивления и аномально-го эффекта Холла [1], для пленок на кремнии переход металл–диэлектрик осуществляется в окрестности $x_c = 43\text{--}44$ ат. %, а классический порог переключения, при котором образуется бесконечный кластер контактирующих гранул, при $x_p \approx 50$ ат. %. Согласно рис. 1, пленка с $x = 43$ ат. % демонстрирует поведение, характерное для ансамбля взаимодействующих суперпарамагнитных гранул, тогда как при $x > 47$ пленки легко намагничиваются в слабых магнитных полях (см. вставку на рис. 1), т. е. являются магнитомягкими ферромагнетиками; в переходной области между $x = 43$ и $x = 47$ ат. % наблюдаются сильные изменения полевых зависимостей ТКЕ. Отсюда можно констатировать, что дальний магнитный порядок возникает при $x_f = 47$ ат. %, т. е. при $x_c < x_f < x_p$, когда еще не возник бесконечный кластер из контактирующих между собой гранул. Параметр ТКЕ для металлов определяется как межзонными МО-

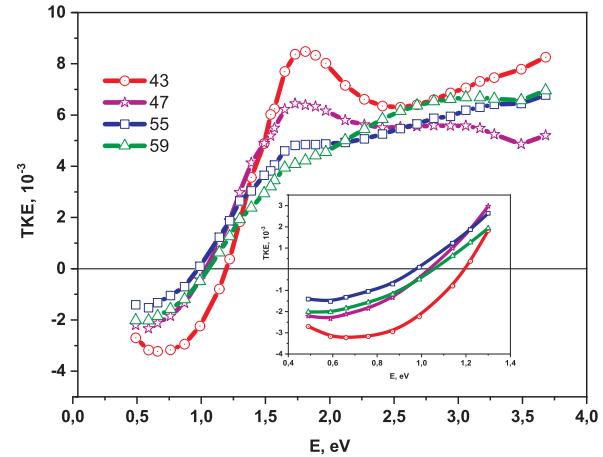


Рис. 2. Спектры ТКЕ нанокомпозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на подложке Si при различных значениях концентрации x (в ат. %). На вставке показана инфракрасная область, в которой ТКЕ достигает максимальное отрицательное значение при $x = 43$ ат. %

переходами, которые доминируют в видимом диапазоне спектра, так и внутризонными МО-переходами, которые определяют МО-отклик в ближнем и дальнем инфракрасном диапазоне. Представленные на рис. 1 зависимости получены в среднем видимом диапазоне при $E = 1.97$ эВ, т. е. они определяются межзонными переходами. Параметр ТКЕ для пленки с $x = 43$ ат. % значительно больше, чем у образцов с более высоким содержанием ферромагнитной компоненты, несмотря на то, что намагниченность его меньше. На первый взгляд, это противоречит общепринятым представлениям о пропорциональности ТКЕ намагниченности. Но как недавно показано [4, 8], для неоднородных ферромагнетиков, в состав которых входят фракции с разной полевой зависимостью намагниченности, это правило не выполняется. Положим, что суперпарамагнитные гранулы определяют большой положительный вклад в ТКЕ при данной энергии $E = 1.97$ эВ, связанный, по-видимому, с квантово-размерным эффектом в одиночных наноразмерных гранулах, а вклад ферромагнитной компоненты меньше. Тогда легко объяснить данные рис. 1: с ростом концентрации ферромагнитной фракции ТКЕ уменьшается, так как постепенно уменьшается доля суперпарамагнитных гранул, и в ферромагнитном металлическом образце с $x = 59$ ат. % их количество незначительно.

На рис. 2 представлены спектральные зависимости ТКЕ для этих же пленок на подложках из кремния. В ближней инфракрасной области ТКЕ становится отрицательным и принимает максимальные отрицательные значения при $x = 43$ ат. % (встав-

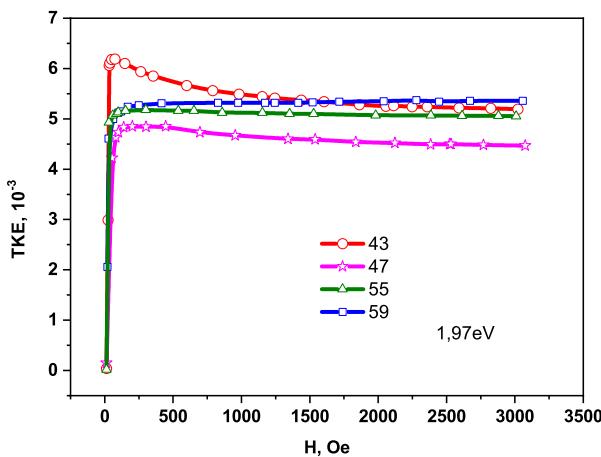


Рис. 3. Зависимости ТКЕ от магнитного поля нанокомпозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на подложке SiO_2/Si при различных значениях концентрации x (ат. %)

ка на рис. 2). Это согласуется и с ранними публикациями [9] относительно положения экстремума ТКЕ при концентрации, соответствующей переходу металл–диэлектрик x_c , так и модельными теоретическими расчетами [10]. Переколяционный переход в МО-спектрах явно не проявляется, так как межзонные переходы не чувствительны к контакту гранул, а внутризонные переходы при туннелировании электронов, характерном для интервала между x_c и x_p , еще не формируются.

Для пленок, осажденных на подложки SiO_2/Si , полевые (рис. 3) и спектральные (рис. 4) зависимости кардинально отличаются от рассмотренных выше, хотя они изготовлены при тех же технологических условиях. Полевые зависимости для этих пленок при $x = 43$ и 47 ат. % носят аномальный характер, так как после увеличения ТКЕ в слабых полях сигнал начинает не насыщаться, как для пленок с $x = 55$ и 59 ат. %, а наоборот, уменьшаться. Такое поведение указывает на отрицательный вклад суперпарамагнитных частиц, как это наблюдалось ранее для нанокомпозитов [8]. Если для пленок на кремнии суперпарамагнитные частицы, изолированные от ферромагнитных кластеров, давали положительный вклад, то здесь — отрицательный. В случае пленок, приготовленных на подложках SiO_2/Si , вследствие меньшей теплопроводности подложки температура их синтеза может быть более высокой, а следовательно, более высокой и степень кристалличности формируемых гранул при больших их размерах. Поэтому инверсия знака связана, скорее всего, с изменением как размера, так и кристалличности металлических частиц, приводящим к квантовым раз-

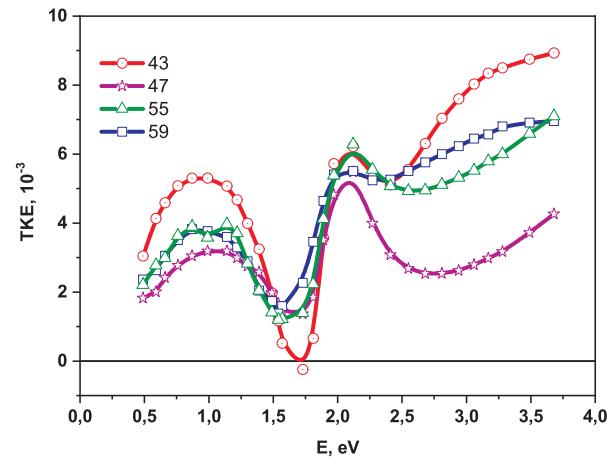


Рис. 4. Спектры ТКЕ нанокомпозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на подложке SiO_2/Si при различных значениях концентрации x

мерным эффектам. Инверсия знака наблюдается и в спектральных зависимостях (рис. 4), так как в ИК-области спектра сигнал становится не отрицательным, как на рис. 2, а положительным.

Как следует из полученных данных, представленных на рис. 3 и 4, нами выявлена сильная зависимость МО-спектров и полевых зависимостей нанокомпозитов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ от типа подложки, хотя пленки много толще глубины формирования МО-сигнала, причем получены они при одинаковых условиях в одном технологическом цикле. Особенно это хорошо видно для пленок с $x = 43$ и 47 ат. % (рис. 3 и 4). Причины такого поведения могут быть обусловлены различной теплопроводностью подложек, что приводит к разному тепловому режиму осаждения и формирования пленок, вызывающее различия в концентрациях бора в гранулах и матрице, изменение кристаллической структуры гранул, их размеров и формы. Уменьшение содержания бора в гранулах и их частичная кристаллизация подтверждены данными электронной микроскопии. Мы не исключаем также инверсию знака спин-орбитального взаимодействия в гранулах малого размера вследствие указанных причин.

Чтобы выявить влияние возможных факторов, рассмотрим результаты для спектральной зависимости ТКЕ пленок $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ при $x = 59$ ат. % (см. рис. 5, кривые 1–3), а также пленок без бора $(\text{CoFe})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ также при $x = 59$ ат. % (кривая 4), т.е. на металлической стороне переколяционного перехода. Все образцы толщиной 85–130 нм были изготовлены в тождественных технологических условиях, но на разных под-

ложках. Кривая 1 соответствует толстой пленке (> 1 мкм) на ситалле. Кривые 2–4 получены для пленок толщиной 130 нм, осажденных на подложках SiO_2/Si (кривая 2), и на Si подложке (кривые 3 и 4). Как видно, наличие бора сильно влияет на величину эффекта, так что МО-спектроскопия позволяет на качественном уровне оценить наличие бора в нанокомпозите, что трудно осуществимо рентгеновскими или микроскопическими методами. Но наличие бора не влияет на «осциллирующий» характер спектральной зависимости для пленки на SiO_2/Si , который напоминает скорее интерференционную зависимость. Принято считать, что ТКЕ-сигнал для металлов формируется для видимого диапазона спектра на глубине 20–30 нм [4, 11], и поэтому интерференционные эффекты не должны сказаться на ТКЕ рассматриваемых пленок толщиной 130 нм на подложках SiO_2/Si . Однако оптический сигнал, влияющий на ТКЕ, формируется на большей глубине пленки, поэтому это утверждение требовало проверки. Измерения коэффициентов отражения (Приложение, рис. 8) для пленок на подложках Si и SiO_2/Si показало слабую интерференцию для пленок на SiO_2/Si при длине волны 800 нм; эффект настолько слаб, что не может служить причиной глубокого минимума в ТКЕ на этой длине волны. Тем более интерференция не влияет на спектр в ИК-области, где длина волны достигает более 2000 нм.

Мы связываем наблюдаемый характер спектральных зависимостей с проявлением квантового размерного эффекта, возникающего в отдельных не контактирующих между собой гранулах. Средний энергетический зазор между уровнями размерного квантования в грануле равен [3, 12] $\delta = 1/(vV)$, где $V = \pi a_g^3/6$, v — плотность состояний на уровне Ферми, a_g — характерный размер гранул. Согласно [12] для гранул из Al диаметром 1–2 нм величина $\delta \sim 1000$ К ≈ 86 мэВ. Магнитооптические переходы на уровень Ферми происходят не со всех квантованных состояний, а только с характеризующихся сильным спин-орбитальным взаимодействием, поэтому малое энергетическое расстояние между квантованными состояниями не ограничивает возможность наблюдения таких переходов при комнатной температуре.

Особенности в спектрах размыты, по-видимому, в силу дисперсии размеров гранул и рассеяния электронов на дефектах внутри и на границах гранул и того, что измерения выполнены при комнатной температуре. Очевидна, что в случае толстых пленок на ситалле более существенна дисперсия гранул по размеру и форме (из-за изменения температурного

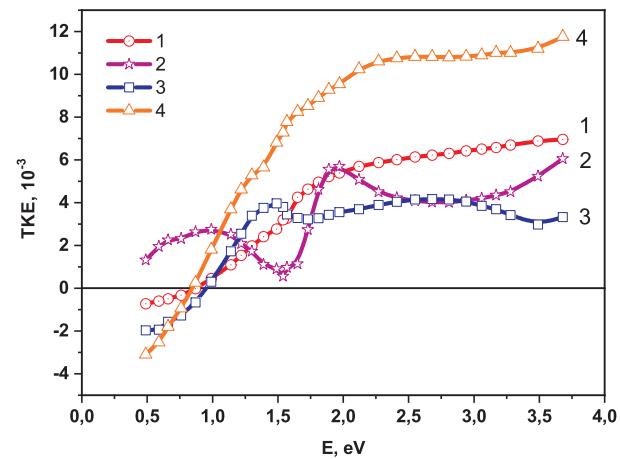


Рис. 5. Экспериментальные спектры ТКЕ нанокомпозитов $(\text{CoFeB})_{59}(\text{LiNbO}_3)_{41}$ на различных подложках: ситалл (1, кружки), SiO_2/Si (2, звездочки), Si (3, квадраты) и нанокомпозита $(\text{CoFe})_{59}(\text{LiNbO}_3)_{41}$ на подложке Si (4, треугольники)

режима осаждения по мере роста пленки), а в случае пленок, выращенных на Si, более существенна дефектность (аморфность) гранул (из-за меньших температур роста и больших содержаний в них бора). В результате эффекты квантования не проявляются в данных образцах (рис. 5).

Подчеркнем, что квантовый размер проявляется в магнитооптических спектрах, но незаметен в коэффициентах отражения (Приложение, рис. 8). Это объясняется тем, что оптические параметры определяются s-подобными электронами, для которых плотность электронных состояний относительно d -состояний мала, а магнитооптические спектры — d -подобными состояниями, причем расщепленными за счет спин-орбитального взаимодействия.

Можно заметить некоторые различия в величине и спектральной зависимости керровского сигнала на рис. 2–5 для пленок одного и то же состава и на одних и тех же подложках. Это определяется тем, что эти образцы были осаждены в разных технологических сериях, и указывает на высокую чувствительность керровского эксперимента к тонким деталям структуры образцов. Отдельно остановимся на особенностях спектра пленок $(\text{CoFe})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ (рис. 5). В этом случае из-за отсутствия бора, аморфизирующего гранулы, наиболее ярко проявляется их кристалличность (ср. рис. 6 a и 6 b) и одновременно их вытянутость вдоль оси роста. При этом значительно возрастает спиновая поляризация гранул, а кроме того, в условиях размерного квантования энергетический спектр трансформируется от нуль-мерного случая для округлых гранул

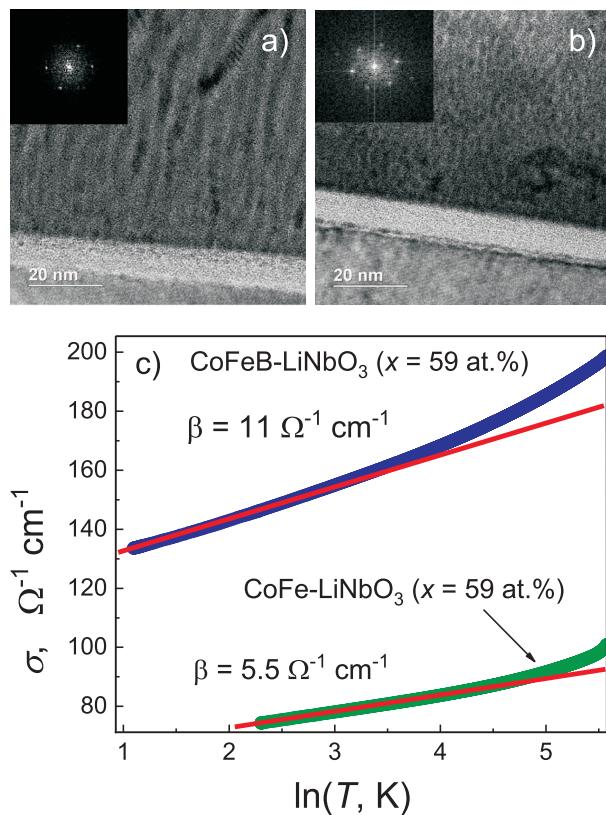


Рис. 6. a — Изображение просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в режиме светлого поля, полученное с высоким разрешением (ВРПЭМ) для образца $(\text{CoFe})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ ($x = 40$ ат. %) на подложке Si, толщина пленки 85 нм. Гранулы CoFe существенно вытянуты вдоль роста пленки. b — ВРПЭМ изображение в режиме светлого поля для образца $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ ($x = 44$ ат. %) на подложке Si, толщина пленки 130 нм. Гранулы округлые, слегка вытянутые. c — Температурные зависимости проводимости образцов с $x \approx 59$ ат. % для образцов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ и $(\text{CoFe})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на подложках Si

до одномерного случая при их сильной вытянутости (рис. 6 a). В результате величина ТКЕ заметно возрастает, а амплитуда модуляции спектральной кривой ТКЕ падает (рис. 5). Вытянутость гранул должна сопровождаться уменьшением проводимости пленки в латеральном направлении [13], что наблюдается экспериментально при сравнении температурных зависимостей проводимости для образцов $(\text{CoFeB})_{59}(\text{LiNbO}_3)_{41}$ и $(\text{CoFe})_{59}(\text{LiNbO}_3)_{41}$. В последнем случае (рис. 6 c) проводимость образца уменьшается приблизительно в два раза, хотя содержание в нем атомов металлов Co и Fe заметно выше (примерно в 1/0.8 = 1.25 раза). Таким образом, возрастание керровского сигнала при отсутствии бора в гранулах связано с вытянутой формой гра-

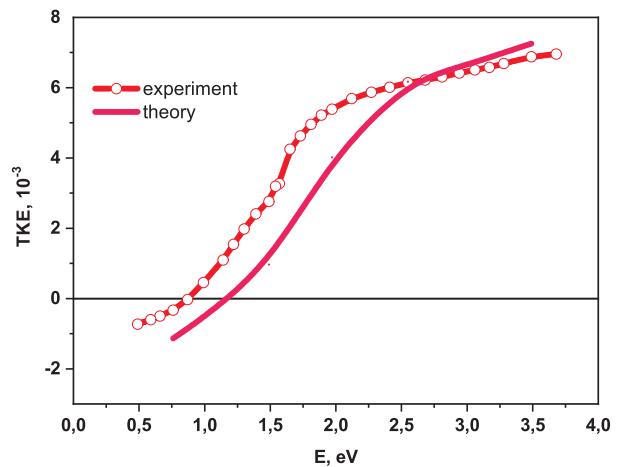


Рис. 7. Спектральные зависимости ТКЕ нанокомпозита $(\text{CoFeB})_{59}(\text{LiNbO}_3)_{41}$: эксперимент (кружки), теория (сплошная линия). Теоретические параметры: формфактор $L = 0.2$, размер гранул $a_g = 2.6$ нм, толщина поверхностного слоя $a/a_g = 1/4$, отношения параметров спин-орбитального взаимодействия в поверхностном слое и в объеме $\lambda_s/\lambda_b = 0.2$

нул, их кристаллизацией, приводящей к увеличению намагниченности и спиновой поляризации. Двумерные спектры Фурье (вставка на рис. 6 a) показывают, что гранулы представляют собой кристаллиты с межплоскостным расстоянием $d = 0.2$ нм с гексагональной решеткой, характерной для объемного Co. Двумерные спектры Фурье (вставка на рис. 6 b) показывают, что часть гранул представляют собой кристаллиты с ОЦК-решеткой, а часть являются аморфными. В обоих случаях (a и b) между пленкой и подложкой в процессе роста нанокомпозита формируется слой SiO_x толщиной 10 нм.

Для объяснения спектральной зависимости ТКЕ в отсутствие квантового размерного эффекта для пленок с $x = 59$ ат. % мы использовали модифицированный метод эффективной среды. Методика расчета подробно описана в работе [10]. Теория учитывает отражение электронов от поверхности гранул (квазиклассический размерный эффект для диагональной и недиагональной диэлектрической проницаемости) и наличие тонкого приповерхностного слоя толщиной a у поверхности гранулы радиуса a_g , в котором параметр спин-орбитального взаимодействия λ_s отличается от его значения λ_b в объеме. Форма гранул задается формфактором L . Исходные частотные зависимости компонент нанокомпозита, используемые для моделирования, приведены в Приложении (см. рис. 9). Как показано на рис. 7, результаты расчета при выбранных параметрах хорошо описывают экспериментальные дан-

ные во всем спектральном диапазоне. Рассчитанная спектральная зависимость весьма чувствительна к выбору параметров. Так, изменение параметра спин-орбитального взаимодействия приповерхностного слоя существенно изменяет спектр и величину ТКЕ. Так что выбор параметров для описания эксперимента ограничен. Следует, однако, также отметить, что нам не удалось при наборе параметров, описывающих ТКЕ для нанокомпозитов с $x = 59$ ат. %, получить хорошее согласие с экспериментальными данными для ТКЕ нанокомпозитов с $x = 43$ и 47 ат. %, а также для оптических параметров. Метод эффективной среды дает только описание на качественном уровне. При осаждении пленок меняются параметры компонент вплоть до появления новых фаз и изменения формы гранул, и даже в исходном состоянии наблюдалась неоднородность оптических параметров LiNbO_3 по площади образца.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диапазоне энергий квантов 0.5–3.5 эВ и магнитном поле до 3.0 кЭ при комнатной температуре исследованы полевые и спектральные зависимости экваториального эффекта Керра пленок нанокомпозитов $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ в широкой области состава, охватывающей переколяционный переход, а также пленок $(\text{CoFe})_{59}(\text{LiNbO}_3)_{41}$ без бора. Пленки синтезированы ионно-лучевым распылением в одинаковых условиях на различных подложках: из ситалла, кремния и кремния с оксидным слоем SiO_2 . Полученные данные указывают на сильную чувствительность свойств нанокомпозитных пленок к типу подложки и составу, что следует учитывать при разработке матриц мемристоров. Магнитооптическая спектроскопия позволяет определить концентрацию металла, при которой происходит переход металл–диэлектрик. Показано, что формирование дальнего магнитного порядка возникает при концентрациях металла выше чем критическая концентрация перехода металл–диэлектрик, но ниже классического порога переколяции. По величине магнитооптического сигнала можно судить о наличии бора в составе гранул. При этом в отсутствие бора кристалличность и спиновая поляризация гранул в нанокомпозите заметно выше. Обнаруженные особенности в спектральной зависимости эффекта Керра для нанокомпозитов $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ при $x = 43$ и 47 ат. % связаны с проявлением квантового размерного эффекта в отдельно стоящих наноразмерных гранулах. Модифицированный метод эффективной среды позво-

ляет дать описание магнитооптических спектров для нанокомпозитов на металлической стороне переколяционного перехода.

Финансирование. Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ им. М. В. Ломоносова в части исследования магнитоптических спектров, а также НИЦ «Курчатовский институт» в части изучения структурных свойств образцов и их проводимости.

ПРИЛОЖЕНИЕ

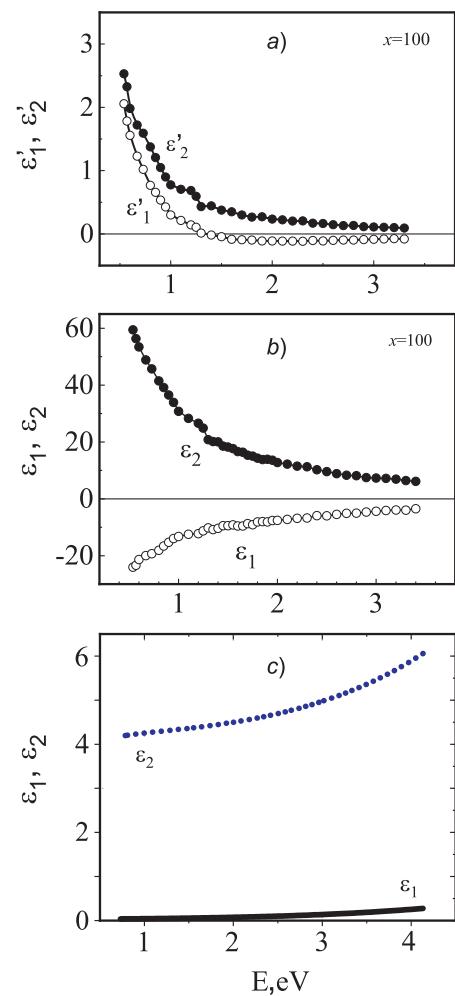


Рис. 8. *а* — Спектры действительной ε'_1 и мнимой ε'_2 частей недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x$. *б* — Спектры действительной ε_1 и мнимой ε_2 частей диагональной $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x$. *с* — Спектры действительной ε_1 и мнимой ε_2 частей диагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости LiNbO_3

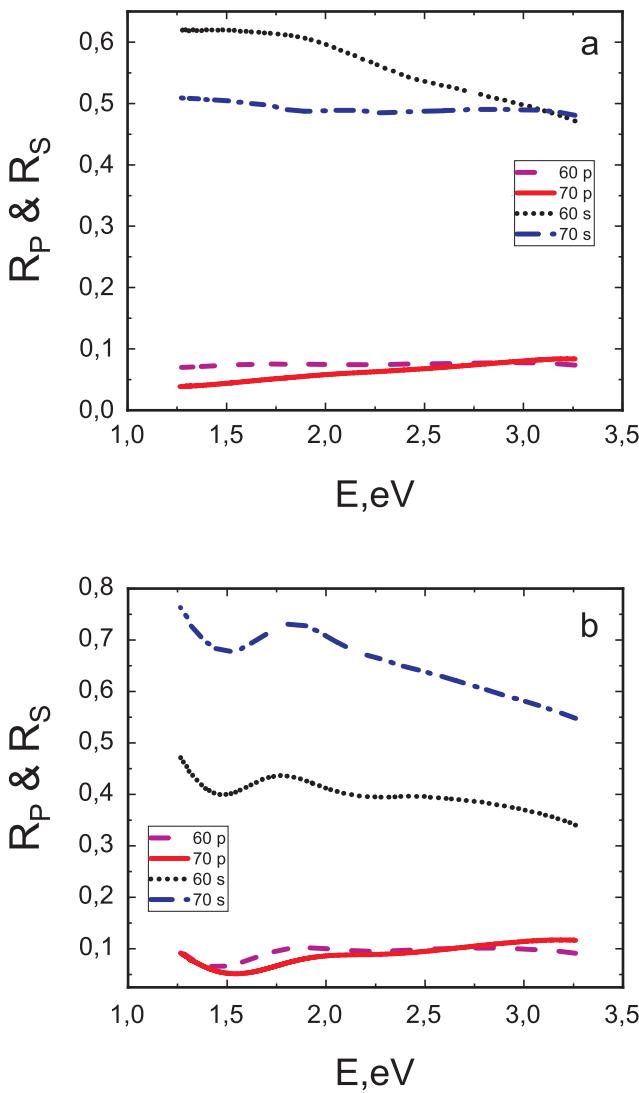


Рис. 9. Коэффициенты отражения излучения от нанокомпозита $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ при $x = 59$ ат. % для угла падения 60° и 70° на p - и s -поляризованом свете: *a* — подложка Si , *b* — подложка SiO_2/Si

3. I. S. Beloborodov, A. V. Lopatin, V. M. Vinokur, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **79**, 469 (2007).
4. Е. А. Ганьшина, В. В. Гаршин, Н. Н. Перова, И. М. Припеченков, А. Н. Юрасов, М. М. Яшин, В. В. Рыльков, А. Б. Грановский, ЖЭТФ **164** (2023).
5. M. N. Martyshov, A. V. Emelyanov, V. A. Demin, K. E. Nikiruy, A. A. Minnekhhanov, S. N. Nikolaev, A. N. Taldenkov, A. V. Ovcharov, M. Yu. Presnyakov, A. V. Sitnikov, A. L. Vasiliev, P. A. Forsh, A. B. Granovsky, P. K. Kashkarov, M. V. Kovalchuk, and V. V. Rylkov, Phys. Rev. Appl. **14**, 034016 (2020).
6. V. V. Rylkov, S. N. Nikolaev, K. Yu. Chernoglazov, V. A. Demin, A. V. Sitnikov, M. Yu. Presnyakov, A. L. Vasiliev, N. S. Perov, A. S. Vedeneev et al., Phys. Rev. B **95**, 144202 (2017).
7. К. Ю. Черноглазов, Р. Г. Чумаков, Е. В. Храмов, К. Э. Никируй, А. В. Ситников, В. А. Демин, Э. М. Пашаев, В. В. Рыльков, ФТТ **65**, 9 (2023).
8. Е. А. Ганьшина, А. Б. Грановский, В. В. Гаршин, И. М. Припеченков, А. В. Ситников, М. Н. Волочаев, В. В. Рыльков, and S. N. Nikolaev, SPIN **13**, 2340006 (2023).
9. Е. А. Ганьшина, М. В. Ващук, А. Н. Виноградов, А. Б. Грановский, В. С. Гущин, П. Н. Щербак, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников, Ч. О. Ким, Ч. Г. Ким, ЖЭТФ **125**, 1172 (2004).
10. M. A. Simdyanova, A. N. Yurasov, M. M. Yashin, Е. А. Ганьшина, I. V. Gladyshev, V. V. Garshin, I. M. Pripechenkov, A. B. Granovsky, and A. Yu. Vlasov, J. Magn. Magn. Mater. **587** (2024).
11. G. Traeger, L. Wenzel, and A. Hubert, Phys. Status Solidi A **131**, 201 (1992).
12. W. P. Halperin, Rev. Mod. Phys. **58**, 533 (1986).
13. В. В. Рыльков, С. Н. Николаев, В. А. Демин, А. В. Емельянов, А. В. Ситников, К. Э. Никируй, В. А. Леванов, М. Ю. Пресняков, А. Н. Талденков, А. Л. Васильев, К. Ю. Черноглазов, А. С. Веденеев, Ю. Е. Калинин, А. Б. Грановский, В. В. Тугушев, А. С. Бугаев, ЖЭТФ **153**, 424 (2018).

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Николаев, А. Б. Дровосеков, М. Ю. Дмитриева, К. Ю. Черноглазов, А. В. Ситников, А. Н. Талденков, А. Л. Васильев, Е. А. Ганьшина, И. М. Припеченков, М. А. Симдянова, А. Б. Грановский, В. В. Рыльков, УФН **68**, 3 (2025).
2. В. Ф. Гантмахер, Электроны в неупорядоченных средах, Физматлит, Москва (2005).