

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ
НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО СПЛАВА
В МАТРИЦЕ НИОБАТА ЛИТИЯ»**

Выполнил студент
219М группы:
Каназакова Е. С.

подпись студента

Научный руководитель:
д.ф.-м.н. профессор Ганьшина Е.А.

подпись научного руководителя

Допущен к защите
Зав. кафедрой магнетизма
д.ф.-м.н., профессор Перов Н.С.

подпись зав. кафедрой

Москва

2023

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	2
1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	5
1.1. Структурные свойства нанокompозитов.....	5
1.2. Магнитные свойства нанокompозитов.....	10
1.3. Магнитооптические свойства нанокompозитов.....	11
2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ.....	16
2.1. Классификация магнитооптических эффектов.....	16
2.2. Описание установки.....	18
3. ОБРАЗЦЫ.....	21
4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЯ.....	23
4.1. Полевые и температурные зависимости ТКЕ для $(\text{CoFeV})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на Si.....	23
4.2. Спектральные зависимости ТКЕ для $(\text{CoFeV})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на Si..	29
4.3. Полевые зависимости ТКЕ для $(\text{CoFeV})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на Si/SiO ₂ ...	31
4.4. Спектральные зависимости ТКЕ для $(\text{CoFeV})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на Si/SiO ₂	33
РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ.....	35
ЛИТЕРАТУРА.....	37

ВВЕДЕНИЕ

Уже более 30 лет нанотехнологии являются весьма перспективной областью развития науки. С помощью современных нанотехнологий стало возможным создание новых материалов таких, как нанокompозиты. Нанокompозит – это многофазный материал, в котором присутствует хотя бы одна фаза, имеющая средний геометрический размер до 100 нм.

Существует несколько причин, по которым нанокompозитные материалы стали такими популярными в различных отраслях науки.

Во-первых, улучшенные механические свойства и увеличенное (в сравнении с обычными композитами) соотношение площади поверхности наночастиц (включений) к объему этих частиц. Нанокompозиты представляют собой наночастицы распределенные в матрице основного материала, что обеспечивает более крепкую связь между частицами включений и приводит к улучшению механических свойств нанокompозита в целом.

Во-вторых, улучшенные электрические, магнитные и оптические свойства. Магнитные свойства нанокompозитных материалов могут быть определены их составом, формой, размером и структурой. Любой материал, обладающий магнитными свойствами, имеет определенную величину намагниченности. В нанокompозитных материалах эта величина может значительно варьироваться, что обусловлено не только концентрацией, но и размерами частиц, а также структурными особенностями материала. Кроме того, нанокompозитные структуры обладают высокой теплопроводностью и электропроводностью. Все эти явления открывают перспективы, как для фундаментальных исследований, так и для многообещающих возможностей их применения.

Магнитные нанокompозитные материалы представляют собой важное направление в развитии новых материалов с применением нанотехнологий. Они имеют большой потенциал для достижения новых технологических прорывов в различных областях науки и техники.

Одной из наиболее обширных областей применения магнитных нанокompозитов является медицинская диагностика и лечение. Благодаря своей магнитной чувствительности и возможности концентрации в определенных точках тела, они могут использоваться для создания новых методов диагностики рака, заболеваний сердечно-сосудистой системы, а также для доставки лекарств к нужным органам и тканям. [1]

Важной областью применения магнитных нанокompозитов является магнитная запись, поскольку они обладают рядом уникальных свойств, которые могут быть использованы для устройств передачи, обработки и хранения информации. Возможности применения магнитных нанокompозитов в магнитной записи очень высоки, и они могут быть использованы для увеличения плотности записи, улучшения качества хранения данных и повышения производительности записи и чтения. [2]

Ещё одной областью применения магнитных нанокompозитов является энергетика. Их высокая магнитная восприимчивость позволяет использовать их в создании генераторов электромагнитных полей, а также для электрического нагрева. Магнитные нанокompозиты также могут применяться в производстве микропроцессоров и микрочипов, для создания датчиков, элементов гироскопов и приборов навигации. [1]

В частности, в данной работе рассматриваются гранулированные нанокompозиты $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$, которые перспективны для применения в мемристорных структурах. Мемристоры — это элементы резистивной памяти, которые могут изменять свое сопротивление в зависимости от напряжения, подаваемого на них. Они представляют собой сопротивления, которые могут "запоминать" состояние, в котором они находятся, сохраняя его даже после отключения питания. В связи с особенностями структуры нанокompозиты $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ демонстрируют эффект резистивного переключения, значение которого может меняться в зависимости от концентрации металлических частиц. [3, 4, 5]

Оптические и магнитооптические (МО) методы являются одними из наиболее простых, эффективных и информативных при исследовании наноструктур. МО методы обладают рядом достоинств: они чувствительны к наличию магнитных неоднородностей, к изменению формы размера частиц, к их объемному распределению и к появлению новых магнитных фаз.

Целью настоящей работы являлось исследование МО свойств гранулированных нанокомпозитов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на подложках из Si и Si/SiO₂ и полученных напылением на неподвижную подложку (объемное напыление) или послойным напылением на вращающуюся подложку, соответственно, и выявление влияния фазового состава на их МО и магнитные свойства.

1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Структурные свойства нанокompозитов

Магнитные нанокompозиты — это высокотехнологичные материалы, состоящие из наночастиц магнитного металла, распределенных в матрице другого материала, который может быть как изолятором, так и проводником. Такие материалы обладают улучшенными магнитными свойствами и находят применение во многих областях. Свойства наноматериалов сильно зависят от характера распределения, формы и химического состава включений, из которых они состоят. Различают два вида магнитных гранулированных систем: ферромагнитный металл – не магнитный металл и ферромагнитный металл – диэлектрик. Суммарные свойства таких систем отличаются от свойств отдельных компонентов. Гранулированные системы ферромагнитный металл – диэлектрик представляют собой ансамбли ферромагнитных частиц металла в матрице диэлектрика. В зависимости от содержания металла они проявляют различные магнитные, оптические и МО свойства.

В работах [6,7] представлены экспериментальные исследования влияния материала, концентрации, формы, размера гранул и материала матрицы на оптические и МО свойства системы гранулированных сплавов $(\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30})_x\text{Ag}_{100-x}$. Поведение магнитооптических спектров таких гранулированных сплавов было объяснено в рамках приближения эффективной среды с учетом размера и формы магнитных частиц, что позволило сделать выводы о зависимости МО отклика, как от концентрации, так и от формы ферромагнитных частиц. В [7] так же отмечается, что спектры гранулированных сплавов сильно отличаются от спектров однородных пленок.

Одно из наиболее важных понятий для гранулированных нанокompозитов – порог перколяции. Перколяция – это явление переноса электрических зарядов или тока через материал, который содержит разрозненные частицы. Если набор этих частиц достигает определенного

критического значения, то возникает перколяционная сеть, через которую может протекать ток (рисунок 1.1.1). Можно сказать, что перколяционная область является промежуточным состоянием при переходе нанокompозита из электрически непроводящего в электропроводящее состояние, при котором гранулы начинают соприкасаться друг с другом. В этой области в большей степени проявляются все уникальные физические свойства, которые присущи гранулированным композитам. [5]

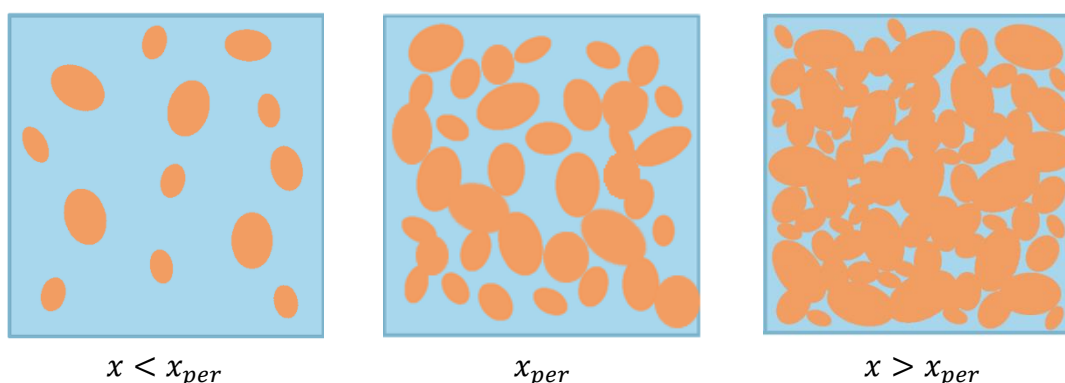


Рисунок 1.1.1. Распределение гранул в нанокompозите в зависимости от концентрации металлических включений

В системах металл-диэлектрик порог перколяции зависит от множества факторов, таких как размер, форма и концентрация частиц, а также проводимость металла и диэлектрика. Все эти факторы влияют и на величину оптических и МО параметров, форму их спектров, и на значения магнитных и электрических характеристик нанокompозитов.

В реальных гранулированных системах металл-диэлектрик порог перколяции может сильно отличаться от ожиданий, определенных теоретически на основе модели идеальной перколяции. Это связано с тем, что в реальных системах частицы не являются идеальными, и могут иметь неровности или повреждения на поверхности, которые могут влиять на их взаимодействие.

Также в гранулированных системах могут возникать эффекты, связанные с дополнительными электрическими свойствами, такими как заряд на поверхности частиц или диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Изменяя в широких пределах концентрацию металлических гранул, можно

увеличить удельное электрическое сопротивление нанокompозита на несколько порядков и изменить механизм электропроводности.

Теоретически в гранулированных композитах возможны три типа проводимости: прыжковая проводимость (электропроводность, связанная с «перескоками» электронов, локализованных в пространстве, из одного состояния в другое), туннельная проводимость за счет туннелирования электронов между металлическими гранулами и металлическая проводимость.

Экспериментальные и теоретические работы, посвященные магнитным свойствам композитов ферромагнитный металл – диэлектрик, показывают, что при малой концентрации магнитных наночастиц, много меньше порога перколяции x_{per} , частицы слабо взаимодействуют между собой, тогда нанокompозит представляет собой ансамбль однодоменных частиц при температурах ниже температуры блокировки T_b и ансамбль суперпарамагнитных частиц при температуре меньше температуры Кюри T_c отдельной частицы и больше температуры блокировки T_b . При повышении концентрации x взаимодействие между магнитными частицами при температуре меньше температуры T_s , определяемой интенсивностью взаимодействия, приводит к суперферромагнитному состоянию [8]. При более высоких температурах $T_s < T < T_c$ сменяется на суперпарамагнитное поведение. В идеальном случае суперферромагнетизм характерен для ансамбля, в котором магнитные моменты всех наночастиц преимущественно ориентированы в одном направлении. В неидеальном случае система состоит из суперферромагнитных областей и суперпарамагнитных частиц. При дальнейшем повышении концентрации до x_{ferro} происходит переход в ферромагнитное состояние. Ферромагнитный порог перколяции x_{ferro} не совпадает с транспортным порогом перколяции x_{per} . При $x > x_{per}$ композит является металлом, но переход в диэлектрическое состояние с прыжковым типом проводимости происходит при концентрации x_c . В диапазоне

$x_C < x < x_{per}$ композит характеризуется туннельным типом проводимости. [9]

В [10] исследовался МО отклик гранулированных пленок $Co_x(TiO_2)_{100-x}$ и $Co_x(Sm_2O_3)_{100-x}$. Показано, что форма кривых экваториального эффекта Керра (ЭЭК) гранулированных пленок $Co_x(TiO_2)_{100-x}$ значительно отличается от спектра однородного поликристаллического кобальта. При сравнении результатов, полученных для системы $Co_x(TiO_2)_{100-x}$, со спектральными зависимостями ЭЭК, измеренными для гранулированного сплава $Co_x(Sm_2O_3)_{100-x}$, было обнаружено, что замена материала матрицы приводит к слабым изменениям амплитуды и формы кривых ЭЭК. Вблизи порога перколяции наблюдается рост величины МО отклика гранулированных сплавов $Co_x(TiO_2)_{100-x}$ и $Co_x(Sm_2O_3)_{100-x}$. Также установлено, что характер изменений величины и формы спектральных зависимостей ЭЭК нанокompозитов при термическом воздействии зависит от материала матрицы.

Аналогичная зависимость ЭЭК от концентрации металлической компоненты с максимумом вблизи порога перколяции так же наблюдалась ранее в сплавах $(CoFeB)_x(SiO_2)_{100-x}$ и $(CoFeB)_x(Al_2O_3)_{100-x}$. [11, 12]

В работе [13] исследовались МО свойств гранулированных сплавов $(FePt)_{100-x}(SiO_2)_x$. В ходе исследования отмечалось значительное усиление МО отклика в ближней ИК области для сплавов, концентрация металлической компоненты в которых близка к порогу перколяции. Анализ полевых зависимостей ЭЭК и кривых намагничивания показал, что структурные изменения, связанные с процессами упорядочения в отожженных пленках FePt, происходят только в нанокompозитах с достаточно большими размерами металлических гранул.

Гранулированные магнитные системы могут быть получены следующими методами: осаждения, ионной имплантации, травления, электронно-лучевой литографии, однако ионно-плазменное магнетронное распыление является наиболее универсальным методом. Распыление можно

производить с использованием как одной мишени (гомогенной или составной) так и двух разных (металлической и диэлектрической).

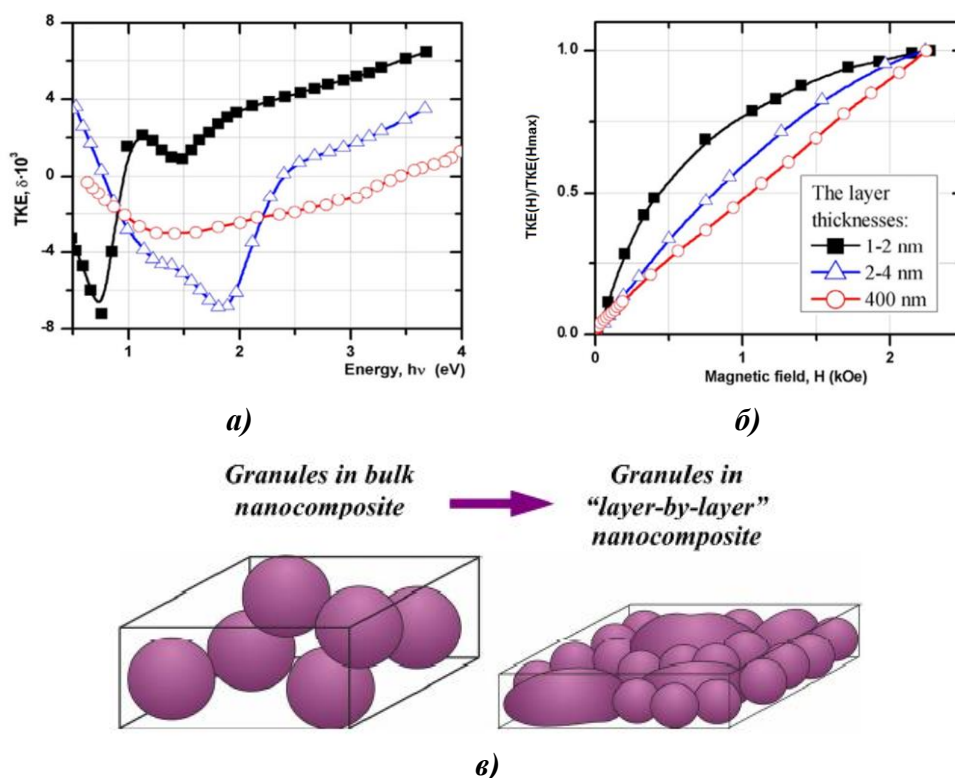


Рисунок 1.1.2. Спектральные (а) и полевые (б) зависимости ТКЕ, а также микроструктура (в) для объемного и послойно напыленных нанокompозитов $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ [14]

В работе [14] для системы $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ сравнивали изменение МО отклика в случае послойного и непрерывного напыления нанокompозитов (рисунок 1.1.2 а и б). При послойном напылении процесс прерывается на короткое время, затем возобновляется, это повторяется пока не будет достигнута толщина, равная толщине при непрерывном напылении. Толщина пленок задается скоростью вращения подложки вокруг распыляющихся мишеней. Между каждым слоем проходит некоторое время, за которые тонкие пленки успевают остыть быстрее, чем более толстые. Массивный композит напыляется на неподвижную подложку, что обеспечивает постоянную температуру для образования структуры. Технологические условия приводят к тому, что гранулы формируются по-разному в тонких слоях и в объемном композите (рисунок 1.1.2 в). Утверждается, что размер гранул в послойно напыленных образцах меньше, чем в объемном композите. Что, в свою

очередь, приводит к изменению размеров зерен, изменению количества контактов между зёрнами и, как следствие приводит к изменению МО отклика.

Таким образом, исследование МО свойств магнитных нанокомпозитов позволяет получить больше информации о структуре образцов.

1.2. Магнитные свойства нанокомпозитов

Интерес к гранулированным сплавам, в первую очередь вызван эффектом гигантского магнитосопротивления (ГМС). Активное исследование систем и механизмов, отвечающих за появление магнитосопротивления, в настоящее время связано с тем, что эффект ГМС чрезвычайно привлекателен для практического использования. Например, при изготовлении головок для считывания информации с магнитных носителей, создании новых носителей информации, производстве новых сверхчувствительных датчиков магнитного поля, температуры и т.д. Также в гранулированных нанокомпозитах обнаружены необычные свойства, проявляющиеся в электрических, магнитных, оптических и МО эффектах. При исследованиях гранулированных магнитных материалов были открыты следующие эффекты:

- гигантский аномальный эффект Холла (АЭХ) — эффект, который проявляется при пропускании в образце электрического тока и заключается в появлении электрического напряжения в образце в направлении, перпендикулярном пропускаемому току и зависимости этого напряжения от намагниченности системы; [15]

- гигантское магнитосопротивление (ГМС) — эффект, проявляющийся в гетероструктурах ферромагнитный металл — немагнитный металл, который заключается в существенном изменении электрического сопротивления в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля; Природа ГМС в гранулированных сплавах "металл-металл" обусловлена спин-

зависящим рассеянием носителей тока на поверхности раздела между гранулами и матрицей, а также в объеме гранул; [16]

- туннельное магнитосопротивление (ТМС) — квантовомеханический эффект, аналог ГМС в гетероструктурах типа ферромагнитный металл — диэлектрик;
- магниторефрактивный эффект (МРЭ) — эффект изменения коэффициентов отражения, пропускания и поглощения в магнитном поле; [17]
- мемристивный эффект — эффект связанный с изменением резистивного состояния объекта (мемристора) под действием приложенного электрического поля и протекающего через него заряда, а также с сохранением этого состояния после снятия импульса напряжения. Недавно было показано [18], что порог перколяции может влиять на резистивные переключения в структурах металл/гранулированный нанокompозит/металл. В таких структурах переход в проводящее состояние определяется перколяционными цепочками и концентрацией гранул в нанокompозите. При концентрации металлических гранул больше порога перколяции возникает высокая устойчивость к резистивным переключениям.

1.3. Магнитооптические свойства нанокompозитов

В 1985 году Кринчик Г.С., Никитин Л.В., Касаткина О.В. [19] опубликовали первую работу, посвященную исследованию МО свойств гранулированных сред. Они провели исследование МО характеристик поверхностных структур ультрадисперсного никеля, обнаруженных на поверхности сплавов в результате их электрохимической обработки. Исследование показало, что магнитооптические спектры отражения от таких поверхностей отличаются от спектров на массивном кристалле.

В [20] исследовались МО свойства магнитных нанокompозитов $(\text{CoFeZr})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ и $(\text{CoFeB})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$. Было выявлено, что вблизи порога перколяции наблюдается существенное усиление магнитооптического отклика в ближней ИК – области. Усиление МО отклика вблизи 1,3 эВ для

системы $(\text{CoFeB})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ и 1 эВ в случае $(\text{CoFeZr})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ связано с изменением оптических и МО параметров при изменении топологии и микроструктуры нанокompозитов. В работе так же приведены результаты теоретического моделирования (рисунок 1.3.1), позволяющие следить за изменением параметров микроструктуры гранулированных сплавов и проводить их количественную оценку.

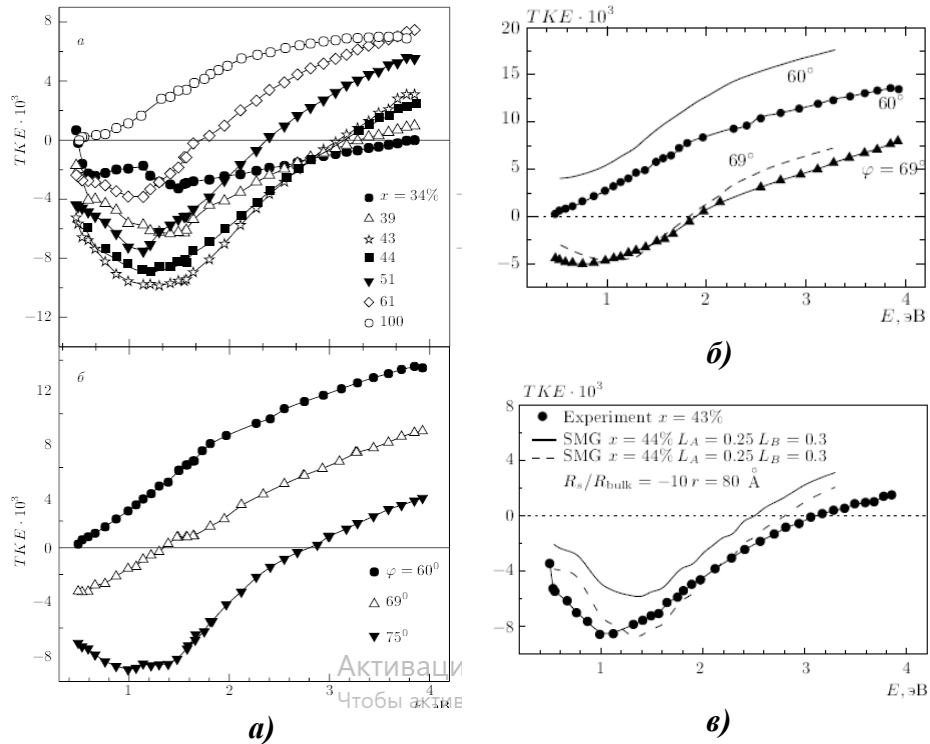


Рисунок 1.3.1. а) Спектры ЭЭК системы $(\text{CoFeB})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ при различных x для $\varphi = 70^\circ$ и системы $(\text{CoFeZr})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ с $x = 47\%$ при различных φ ; б) Результаты моделирования спектров для системы $(\text{CoFeZr})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$; в) Результаты моделирования спектров для системы $(\text{CoFeB})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$. [20]

Важным аспектом в изучении МО свойств гранулированных сред является развитие теоретических моделей их описания. Модель должна учитывать магнитные свойства гранул, размеры гранул, их распределение по размерам, а также строение и свойства матрицы. Она также должна объяснить изменение фазовых характеристик света при изменении магнитного поля.

С помощью приближения эффективной среды МО спектры могут быть вычислены, как функция соответствующих оптических и МО параметров - компонент тензора диэлектрической проницаемости (уравнение 1.3.1), так и

коэффициентов объемного заполнения магнитных частиц и факторов формы магнитных и немагнитных частиц.

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & i\gamma & 0 \\ -i\gamma & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \quad (1.3.1)$$

Спектральные зависимости диагональных компонент ε (оптическая составляющая тензора) и недиагональных компонент γ (магнитная составляющая тензора) дают ценную информацию об электронной структуре, которая определяет свойства ферромагнетиков.

Несмотря на то, что точный расчет многих составляющих значений практически невозможен, были разработаны теории, которые могут давать приемлемые приближения, которые, в свою очередь, описывают свойства композитного материала. В этом смысле приближения эффективной среды представляют собой описания композитного материала, основанные на свойствах и относительных долях его компонентов. [21]

Для описания оптических и МО свойств нанокомпозитов применимы следующие методы описания эффективной среды: для систем с малой объемной концентрация частиц можно воспользоваться приближением Максвелла – Гарнетта ($x < 0,3$), при средних значениях объемной концентрации – приближением Бруггемана ($0,3 < x < 0,7$). Общим условием применимости этих методов является малость размеров частиц по сравнению с длиной волны падающего на образец излучения. [22]

Приближение Максвелла-Гарнетта хорошо предсказывает положение резонансного пика оптического поглощения диспергированного металла, но дает завышенное значение его амплитуды. Не достатком подхода Максвелла-Гарнетта является то, что она пригодна только для малых объемных концентраций частиц.

Теория для описания МО свойств гранулированных ферромагнитных систем в рамках приближения эффективной среды Бруггемана (ЕМА) [23]

была разработана в 1989 году авторами работы [24]. Она основана на предположении, что если частица находится в эффективной среде, то ее не удастся обнаружить при помощи электромагнитного излучения. Иначе говоря, поглощение частицы должно быть абсолютно таким же, как если бы она была заменена эффективной средой с диэлектрической проницаемостью, описывающей данную среду в целом. В ЕМА рассматривается среда, состоящая из смеси частиц двух веществ (рисунок 1.3.2).

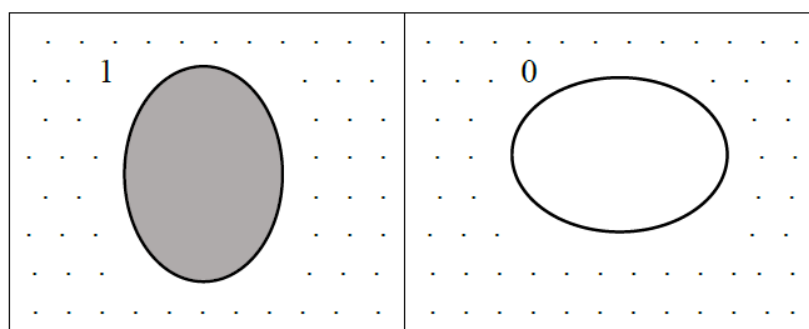


Рисунок 1.3.2. Среда, состоящая из частиц двух типов (1 и 0)

Тория ЕМА не учитывает микроструктуры гранулированной среды, но в отличие от приближения Максвелла-Гарнетта, описывает перколяционный переход, но дает заниженные по сравнению с экспериментом значения.

Поскольку ЕМА описывает только случай смешения двух компонент и не учитывает наличие в среде отдельных гранул. Был разработан метод [24], учитывающий существование в композите отдельных частиц разных типов – симметризованное приближение Максвелла–Гарнета (SMG). Его главное преимущество заключается в возможности изучения нанокомпозитов и при малых, и при больших концентрациях магнитной компоненты, а также вблизи перколяционного перехода, где кардинальным образом меняются электрические, магнитные, оптические и другие свойства.

В SMG в отличие от ЕМА, рассматривается ситуация, когда один тип частиц (*A*) представляет собой компоненту типа 1 внутри компоненты 2, другой тип (*B*) наоборот- компоненту 2 внутри компоненты 1 (рисунок 1.3.3)

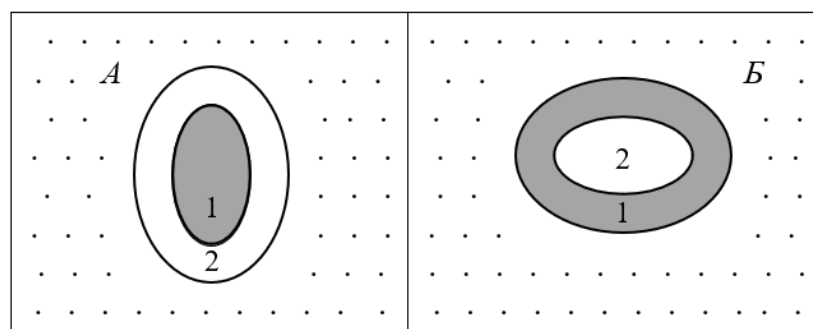


Рисунок 1.3.3. Среда, состоящая из частиц двух типов (А и Б)

На первом этапе для каждого типа таких составных частиц рассчитывается эффективная диэлектрическая проницаемость в рамках SMG. На втором этапе уже эффективная диэлектрическая проницаемость композита из таких частиц по схеме ЕМА.

В [20] проведено сравнение экспериментальных кривых ЭЭК для гранулированных ферромагнитных систем с результатами теоретического моделирования в различных приближениях эффективной среды и показано, что наиболее точное описание дает SMG приближение. Это, в свою очередь, позволяет следить за изменением параметров микроструктуры гранулированных сплавов, проводить их полуколичественную оценку, а также дает возможность проводить анализ их физической природы.

Параметры микроструктуры нанокompозитов сильно зависят от различных технологических параметров, что в свою очередь может влиять на их магнитные и электрические свойства. В силу чувствительности МО методов их можно использовать для контроля и анализа процессов самоорганизации при получении нанокompозитов.

В работах [3-5] для оптимизации мемристорных свойств были исследованы структурные, магнитные, транспортные свойства нанокompозитов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$, изготовленных в разных технологических условиях и на разных подложках. Целью настоящей работы является изучение особенностей магнитных свойств этих нанокompозитов методами магнитооптической спектроскопии.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

2.1. Классификация магнитооптических эффектов

Один из способов классифицировать МО эффектов – разделить их на продольные (рисунок 2.1.1: эффект Фарадея (г) и эффекты при полярном и меридиональном намагничивании (а и б соответственно)) и поперечные (рисунок 2.1.1: эффект Фохта (д) и эффекты при экваториальном намагничивании (в)) по характеру распространения света относительно намагниченности. [26]

Другой способ различия МО эффектов – разбиение их на эффекты, наблюдаемые на свете, проходящем через активную среду (рисунок 2.1.1: эффект Фарадея (г) и эффект Фохта (д)), и на эффекты влияния на отраженный свет (рисунок 2.1.1: различные геометрии эффекта Керра (а, б, в)). [26]

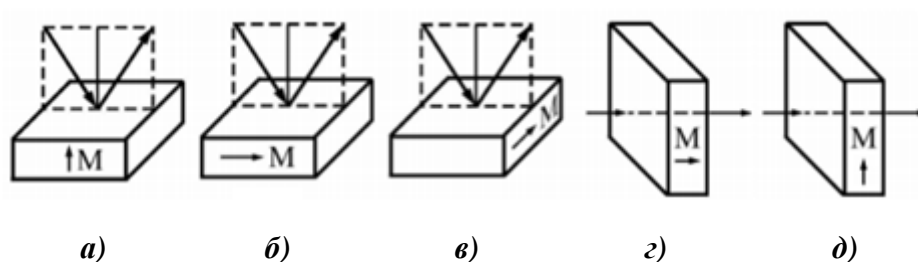


Рисунок 2.1.1. Классификация магнитооптических эффектов

Эффект Фохта (Коттона-Мутона) обусловлен линейным двулучепреломлением света, иначе говоря, различием комплексных показателей преломления для линейно-поляризованного света с вектором напряженности электрического поля параллельного и перпендикулярного намагниченности соответственно.

Эффект Фарадея заключается во вращении плоскости поляризации света при распространении линейно-поляризованного света через оптически неактивное вещество, находящееся в магнитном поле. Чаще всего для измерения магнитных характеристик оптически прозрачных ферромагнетиков используется эффект Фарадея.

Под эффектами Керра понимают влияние намагниченности ферромагнетика на состояние поляризации или интенсивности отраженного от поверхности образца света. В зависимости от геометрии расположения поверхности ферромагнитного зеркала по отношению к плоскости падения линейно поляризованного света, а также по направлению вектора намагниченности в образце различают три основных варианта эффекта Керра:

- Полярное намагничивание – рисунок 2.1.1 а. Вектор намагниченности \vec{M} перпендикулярен плоскости ферромагнитного зеркала и параллелен плоскости падения света. Эффект состоит во вращении плоскости поляризации и в появлении эллиптичности отраженного от магнетика линейно-поляризованного света в случае перемагничивания магнетика, при нормальном падении света.

- Меридиональное намагничивание – рисунок 2.1.1 б. Вектор \vec{M} параллелен и плоскости ферромагнитного зеркала, и плоскости падения света. При перемагничивании магнетика эффект выражается во вращении плоскости поляризации и в появлении эллиптичности отраженного от магнетика линейно-поляризованного света.

- Экваториальное намагничивание – рисунок 2.1.1 в. Вектор \vec{M} параллелен плоскости ферромагнитного зеркала и перпендикулярен плоскости падения света. При перемагничивании эффект, выражающийся в изменении интенсивности света и сдвиге фазы линейно-поляризованного света, отраженного магнитным кристаллом.

Для МО исследований применяется ЭЭК, который состоит в относительном изменении интенсивности I отраженного света частоты ω при намагничивании образца внешним магнитным полем H (уравнение 2.1.1).

$$\delta(\omega, H) = \frac{I(\omega, H) - I(\omega, -H)}{2I(\omega, H=0)} \quad (2.1.1)$$

Эффект наблюдается для компоненты поляризации, перпендикулярной к намагниченности (р - компоненты) и равен нулю для света, поляризованного

параллельно намагниченности (s - компоненты). На p-компоненте линейно-поляризованного света эффект определяется giroэлектрическими свойствами вещества, а на s- компоненте – giroмагнитными свойствами вещества. Это обстоятельство позволяет с помощью ЭЭК определять недиагональные компоненты тензоров, а в практическом отношении «отсеять» шумы и наводки в экспериментальной установке. [27]

2.2. Описание установки

В работе измерялись спектральные, полевые и температурные зависимости ЭЭК. Для измерения использовался динамический метод, при котором исследуемый образец находится в переменном магнитном поле. Этот метод позволяет применять дифференциальную схему измерений, благодаря которой достигается точность в изменении относительной интенсивности света $\sim 10^{-5}$.

В проводимом исследовании использовалась установка, схема которой приведена на рисунке 2.2.1.

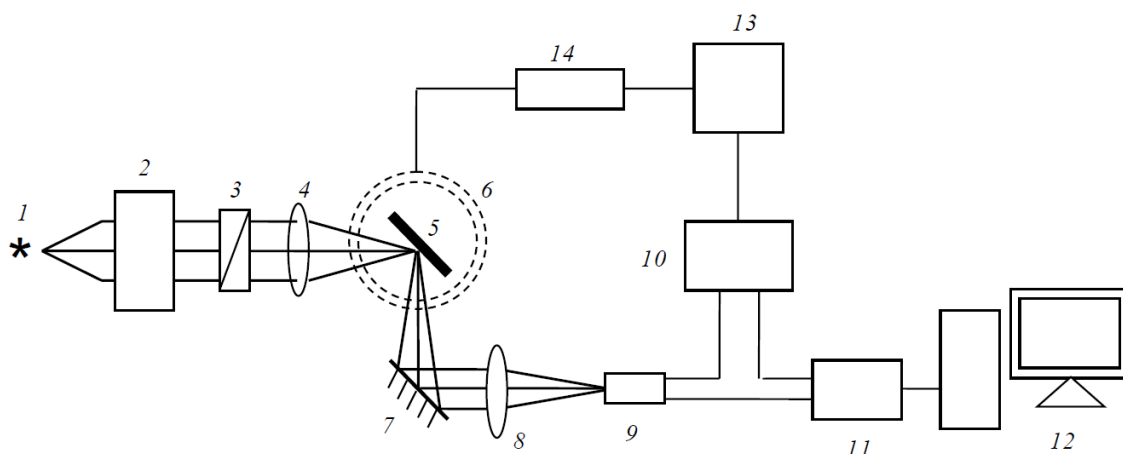


Рисунок 2.2.1 Принципиальная схема установки. 1 — галогенная лампа; 2 — монохроматор; 3 — поляризатор; 4, 8 — линзы; 5 — образец; 6 — электромагнит; 7 — зеркало; 9 — фотоприёмник (ФЭУ или PbS); 10 — селективный усилитель-преобразователь; 11 — АЦП; 12 — ЭВМ; 13 — звуковой генератор; 14 — усилитель.

Свет из галогеновой лампы 1 попадает на вход монохроматора 2. Монохроматор имеет регулируемую ширину входной и выходной щели, что

позволяет изменять интенсивность пучка света. Монохроматор в ручном режиме может быть настроен на необходимую частоту света. Пройдя монохроматор, свет попадает на поляризатор 3, где из монохроматического света выделяется р-компонента линейно-поляризованного света. Затем поляризованный свет попадает на поверхность образца 5, который закреплен на держателе внутри электромагнита 6. После отражения от образца пучок света отражается от зеркала 7, которое необходимо для контроля падения луча на образец и перенаправления света в линзу 8. Линза 8 фокусирует свет на входе фотодатчиков ФЭУ или фотосопротивления PbS, которые применяются в зависимости от длины падающего света и имеют разные рабочие диапазоны длин волн. После датчика ФЭУ сигнал идет через АЦП 11 на компьютер и измеряется там виртуальным вольтметром постоянного тока ($I_{\text{пост}}$) и на вход селективного усилителя 10. На селективный усилитель также подается опорный сигнал от генератора переменного напряжения 13. В то же время, генератор питает через усилитель 14 электромагнит 6. С выхода селективного усилителя 10 сигнал ($I_{\text{пер}}$) направляется на АЦП 11, а затем в компьютер. Также на АЦП подается ток с переменного сопротивления, связанного с барабаном монохроматора, для измерения длины волны света. На компьютере установлена специально написанная для проведения измерений программа, которая в реальном времени отображает данные с АЦП, а именно: длину падающего света, интенсивность падающего света, изменение интенсивности отраженного света, поле электромагнита. Программа производит усреднение и вычисляет величину ЭЭК по формуле:

$$\delta = \frac{I_{\text{перем}}}{I_{\text{пост}}} 10^{-k} \quad (2.2.1)$$

где k - коэффициент усиления.

МО исследования проводили в геометрии ЭЭК (Transverse Kerr effect (ТКЕ)) при $T = 20 - 300 \text{ K}$ в спектральном диапазоне 0,5 - 3,8 эВ в магнитном поле до 2,5 кЭ. Использовали р - поляризованный свет при угле

падения $69,5^\circ$. Для каждой концентрации измеряли спектральную зависимость в максимальном магнитном поле, температурные и полевые зависимости МО сигнала для ряда выбранных длин волн. Измерения выполнены динамическим методом, при котором параметр ТКЕ есть относительное изменение интенсивности отраженного света при намагничивании образца переменным магнитным полем частотой 40 Гц.

Для проведения низкотемпературных исследований применялся продувной гелиевый криостат, позволяющий проводить измерения в диапазоне температур 10 - 300 К. Скорость потока паров гелия через криостат регулируется системой кранов, что дает возможность с хорошей степенью точности устанавливать требуемую температуру, измерение которой проводится термопарой Cu-Fe-Cu с чувствительностью ~ 10 мкВ/градус. При исследовании температурных зависимостей эффекта скорость изменения температуры составляла от 5 до 20 град/мин и устанавливалась в зависимости от нужд каждого конкретного эксперимента.

3. ОБРАЗЦЫ

Образцы наногранулированных пленок $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ были получены в Воронежском государственном техническом университете, методом ионно-лучевого распыления составной мишени из сплава $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ размером $280 \times 80 \text{ мм}^2$ на которые крепились прямоугольные навески (14 – 15 шт.) из оксидов, LiNbO_3 . Расположение оксидных навесок на поверхности металлических пластин было неравномерным, что позволяло получить в одном технологическом цикле композиты с контролируемым изменением состава в диапазоне $x = 17 - 48 \text{ ат. \%}$. Толщина пленок составляла 0,16 мкм. Нанокompозит осаждался в атмосфере аргона на Si и Si/SiO₂ подложки при комнатной температуре. Часть образцов была приготовлена при повышенных температурах осаждения (80 – 90 °C) с целью уменьшения содержания диспергированных атомов металла в матрице нанокompозита. [3,5,28]

Структурные, транспортные и магнитные исследования проводились в национальном исследовательском центре “Курчатовский институт”. Электронно-микроскопические исследования с нанометровым разрешением, выполненные с помощью растрового электронного микроскопа (TEM/STEM) TITAN 80 - 300 (FEI, США), показали, что нанокompозитные пленки состоят из металлических гранул в аморфной нестехиометрической матрице LiNbO_y . При этом гранулы имеют размер $d \sim 2 - 5 \text{ нм}$ и форму, близкую к сферической с небольшой вытянутостью вдоль направления роста.

Измерения сопротивления показали, что для образца $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на Si подложке с $x = 48 \text{ ат. \%}$ температурная зависимость проводимости описывается логарифмическим законом, характерным для сильной туннельной связи, а для образца $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на Si подложке с $x = 42 \text{ ат. \%}$ законом, характерным для прыжковой проводимости. Это означает, что транспортный порог перколяции $x_{per} \geq 48 \text{ ат. \%}$, и все исследованные образцы по составу

находятся ниже транспортного порога перколяции, а переход металл-диэлектрик осуществляется в окрестности $x = 42 - 44$ ат. %.

Измерения полученные с помощью СКВИД-магнитометра QuantumDesign MPMS-XL7 позволили определить температуру блокировки T_b . Измерения намагниченности проводились при температурах от 1,9 до 350 K в полях, ориентированных в плоскости образцов. Температурные зависимости магнитного момента структур были получены в результате нагревания в поле 100 Э, при предварительном остывании в различных условиях: в отсутствие поля (ZFC), в поле 100 Э (FC1) и в 10 кЭ (FC2).

Исследование температурных зависимостей магнитного момента структуры $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ с концентрацией $x = 17$ ат. % (рисунок 3.1) показали, что при $T < 30 - 40$ K намагниченность оказывается значительно выше в случае охлаждения в магнитном поле, то есть температура блокировки $T_b \sim 30 - 40$ K.

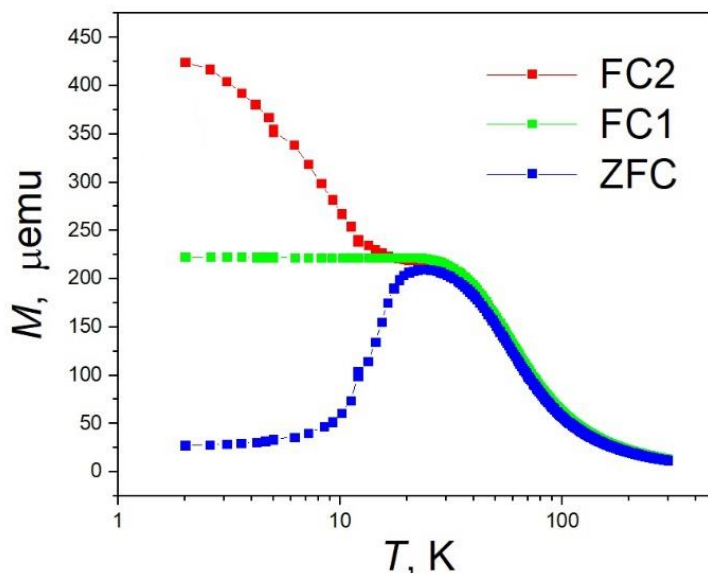


Рисунок 3.1. Температурные зависимости магнитного момента структуры $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ с $x=17$ ат. %

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЯ

4.1. Полевые и температурные зависимости ТКЕ для $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на Si

На рисунке 4.1.1 приведены полевые (а) и температурные (б) зависимости ТКЕ, измеренные при комнатной ($T = 295 \text{ K}$) и низкой ($T = 50 \text{ K}$) температурах для системы $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на Si подложке (далее $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$) с концентрацией $x = 17 \text{ ат. \%}$.

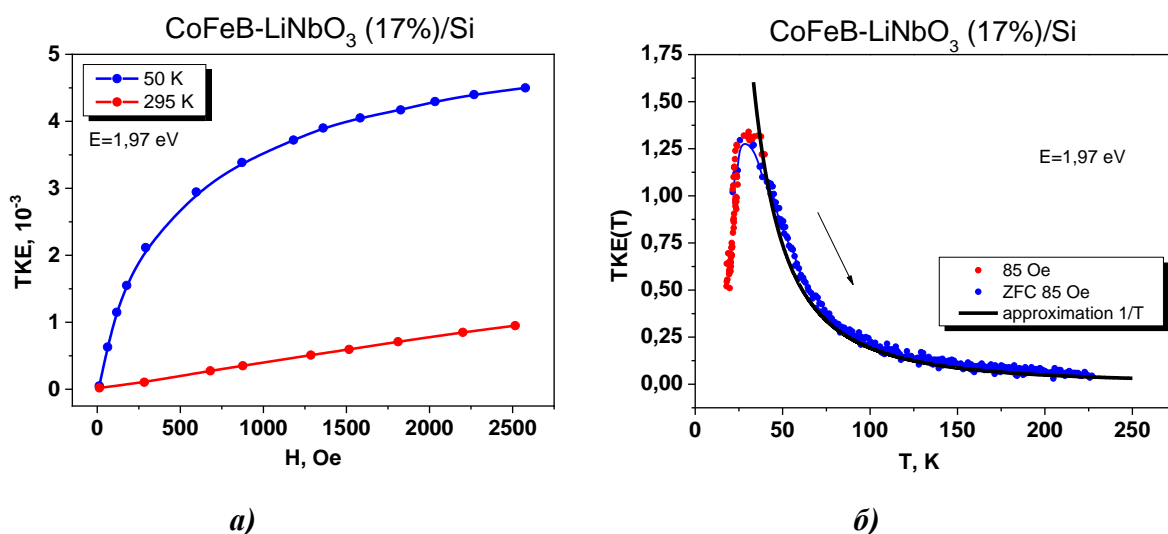


Рисунок 4.1.1. Полевые (а) и температурные (б) зависимости ТКЕ для $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ с концентрацией $x=17 \text{ ат. \%}$

Полевая зависимость МО сигнала стремится к насыщению в сильном поле при низких температурах и линейна при комнатной температуре (рисунок 4.1.1 а). Такое поведение объясняется тем, что при малой концентрации x однодоменных наночастиц в диэлектрической матрице взаимодействие диполь-дипольного типа мало, а обменное взаимодействие между ними отсутствует и поэтому наноккомпозит ведет себя при температурах выше температуры блокировки T_b как ансамбль суперпарамагнитных частиц, а ниже T_b как ансамбль независимых друг от друга однодоменных ферромагнитных частиц. В этом случае при $T > T_b$ полевая зависимость намагниченности в слабых и умеренных полях линейна по полю.

На рисунке 4.1.1 б температурная зависимость ТКЕ выше 40 K описывается законом $1/T$ (сплошная линия на рисунке 4.1.1. б). Это говорит о

том, что этот образец является суперпарамагнитным при $T > 40 \text{ K}$. Это значение температуры блокировки хорошо согласуется с данными магнитных измерений (рисунок 3.1).

При увеличении концентрации до $x = 20 \text{ ат.}\%$ температурная зависимость ТКЕ (рисунок 4.1.2 б) при $T > 60 \text{ K}$ описывается законом $1/T$ (сплошная линия на рисунке 4.1.2 б). Это говорит о том, что этот образец так же является суперпарамагнитным при $T > T_b \sim 60 \text{ K}$. В свою очередь, полевая зависимость ТКЕ полученная при комнатной температуре (рисунок 4.1.2 а) становится нелинейной, а полученная при низких температурах стремится к насыщению в сильном поле. Это говорит о том, что уже при комнатной температуре возникает взаимодействие между гранулами. Примечательно, что температурная зависимость ТКЕ померенная в большом поле (рисунок 4.1.2. б) при $T > 100 \text{ K}$ имеет вид кривой характерный для ферромагнетиков. Однако при $T < 100 \text{ K}$ эффект растет, что не характерно для ферромагнетиков. Такое поведение кривой можно объяснить наличием нескольких магнитных фаз.

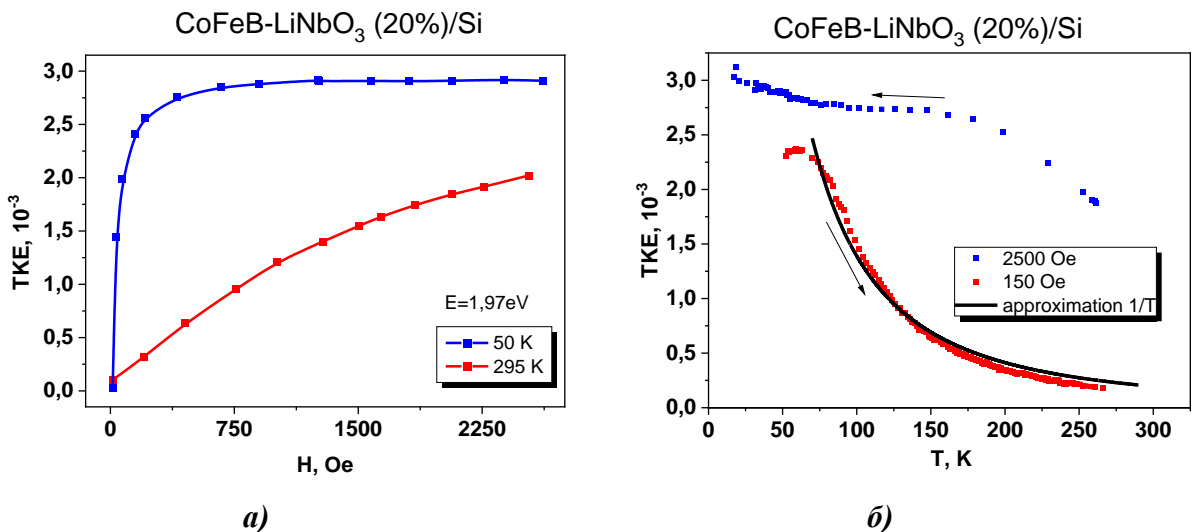


Рисунок 4.1.2. Полевые (а) и температурные (б) зависимости ТКЕ для $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ с концентрацией $x=20 \text{ ат.}\%$

Дальнейшее увеличение концентрации x приводит к тому, что полевая зависимость ТКЕ при комнатной температуре становится все более нелинейной (рисунок 4.1.3 а, в), пока при $x = 44 - 48 \text{ ат.}\%$ не станет

похожей на аналогичную для ферромагнетика (рисунок 4.1.4 а, в). Температурная зависимость ТКЕ с увеличением концентрации x меняет свое поведение, пока при $x = 48$ ат. % не принимает вид характерный для намагниченности ферромагнетика с высокой температурой Кюри (рисунок 4.1.4 г).

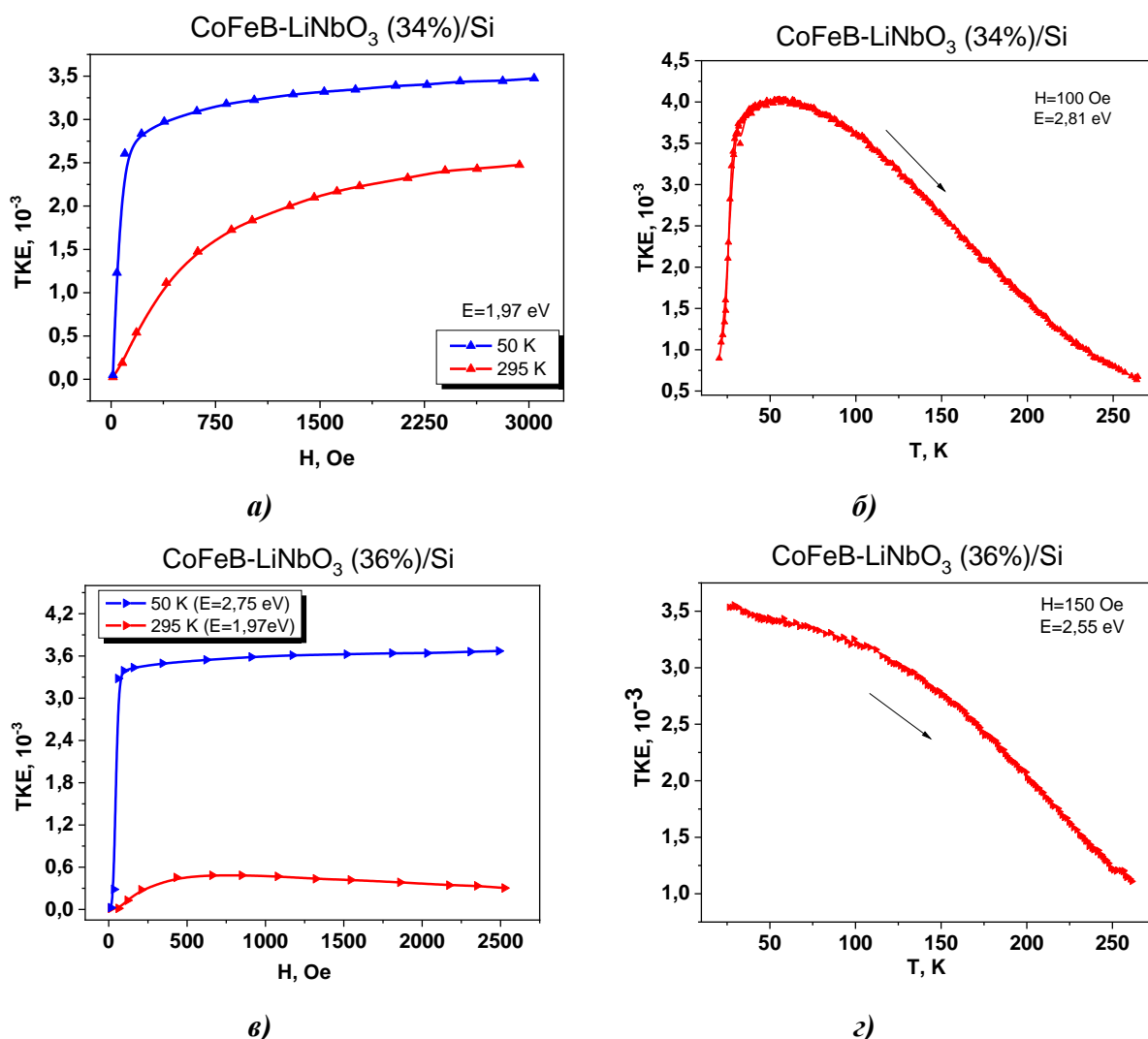


Рисунок 4.1.3. Полевые (а,в) и температурные (б,г) зависимости ТКЕ для $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ с концентрацией $x=34$ и 36 ат. %

Следует отметить две особенности магнитного поведения образца с $x = 44$ ат. %: образец легко намагничивается и перемагничивается в слабых магнитных полях, демонстрируя магнитную мягкость, но температурная зависимость МО сигнала не характерна для намагниченности ферромагнетика с высокой температурой Кюри, соответствующей CoFeB (рисунок 4.1.4). Возможны следующие причины такого поведения. Во-первых, состав гранул

не тождественен составу мишени при ионно-лучевом распылении. Во-вторых, температура Кюри наночастиц может значительно отличаться от температуры Кюри объемного материала. В-третьих, температура Кюри для образца вблизи ферромагнитной перколяции определяется не обменным взаимодействием внутри гранул, а обменным взаимодействием между гранулами, которое меньше при туннельном режиме. Вероятно, что именно последний механизм играет главную роль, а первые два механизма не могут существенно изменить температуру Кюри.

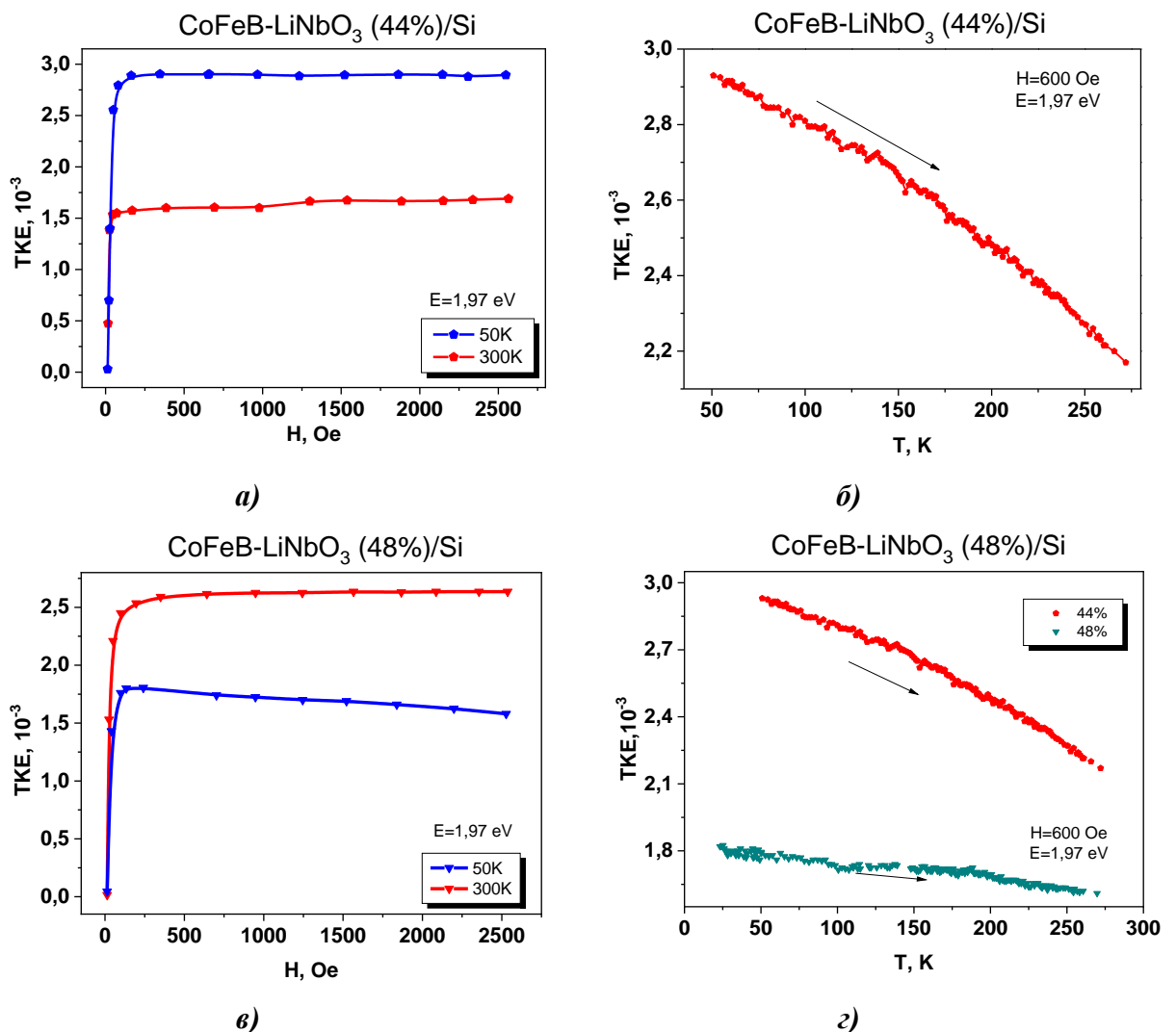


Рисунок 4.1.4. Полевые (а,в) и температурные (б,г) зависимости TKE для $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ с концентрацией $x=44$ и 48 ат.%

На рисунке 4.1.5 представлены полевые зависимости $\text{TKE}(H)/\text{TKE}(H_{\text{max}})$ для $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ для различных значений концентрации включений x при комнатной (а) и низкой (б) температурах, нормированные на

значение эффекта в максимальном поле (2500 Э). Изменение вида полевых зависимостей ТКЕ показывает, какой магнитный порядок существует в нанокompозите, а именно переход от суперпарамагнитного состояния к суперферромагнитному и ферромагнитному. Полевые зависимости были измерены при энергии фотона 1,97 эВ. Выбор данной энергии фотона был сделан так, чтобы ярче показать выявленные особенности МО свойств в суперферромагнитном состоянии.

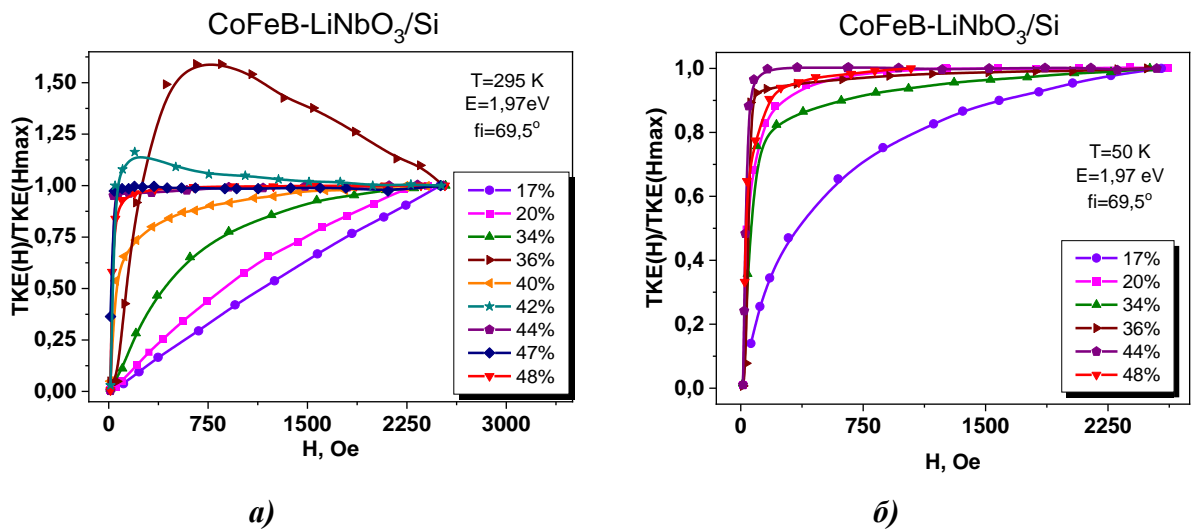


Рисунок 4.1.5. Нормированные полевые зависимости $TKE(H)/TKE(H_{max})$ нанокompозита $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}/Si$ при комнатной (а) и низкой(б) температурах

Как уже отмечалось ранее, при комнатной температуре для $x = 17$ ат. % наблюдается линейная полевая зависимость, в то время как для низкой температуры при той же концентрации полевая нелинейна и стремится к насыщению в больших полях. С увеличением концентрации x для комнатной температуры полевые зависимости становятся не линейными и при $x \geq 40$ ат. % приобретают ферромагнитный вид. В то же время, для низкой температуры уже при $x \geq 20$ ат. % зависимость становится ферромагнитной. Получается, что переход от суперпарамагнитного состояния к ферромагнитному состоянию, смещается к меньшим x с понижением температуры. Важно отметить, что при комнатной температуре для $x = 36$ ат% и $x = 42$ ат% полевые зависимости приобретают аномальный вид.

На рисунке 4.1.6 приведены полевые зависимости $TKE(H)/TKE(H_{max})$ нанокompозита $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}/Si$ при $x = 36$ ат.%, измеренные при двух энергиях фотона 1,97 и 2,81 эВ, и нормированные на значение TKE в максимальном поле (2500 Э). При энергии кванта света 1,97 эВ полевая зависимость имеет аномальный вид. МО сигнал сначала увеличивается, а затем начинает уменьшаться в сильных полях, тогда как намагниченность растет. Для других длин волн ($E = 2,81$ эВ) TKE увеличивается с полем, как и намагниченность.

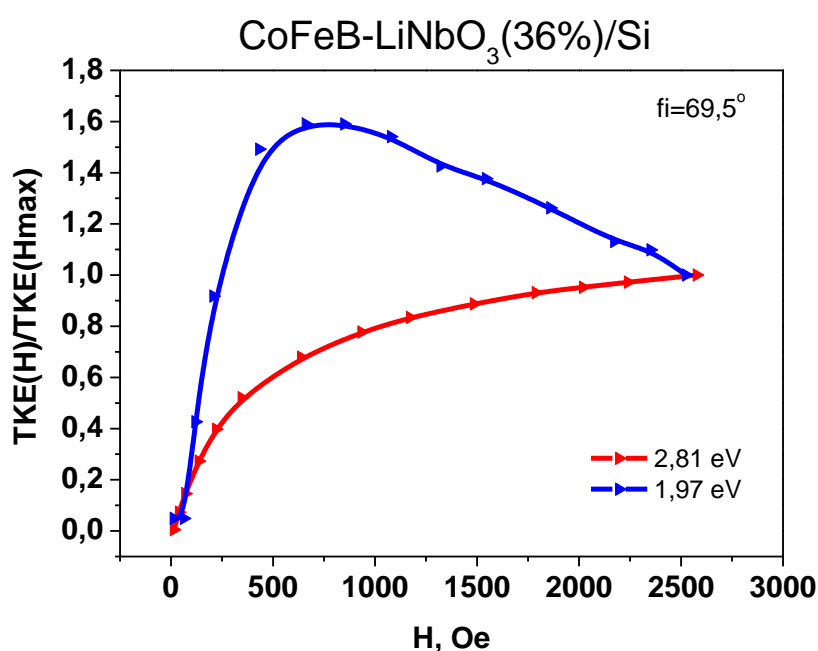


Рисунок 4.1.6. Нормированные полевые зависимости $TKE(H)/TKE(H_{max})$ нанокompозитов $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}/Si$ с $x=36$ ат.% при $E = 1,97$ эВ и $E = 2,81$ эВ

Известно, что в однородном материале величина $TKE(H)/TKE(H_{max})$ не зависит от длины волны и пропорционально намагниченности (уравнение 4.1.1, где H_S - поле насыщения). Однако, для нанокompозитов это утверждение неправомерно, поскольку нанокompозит может содержать магнитные фракции с различной полевой зависимостью намагниченности: мягкие ферромагнитные области и наряду с этим более трудно намагничивающиеся однодоменные частицы. Для нанокompозита справедливо уравнение 4.1.2, где индекс 1 относится к первой фракции, а индекс 2 ко второй. В этом случае TKE не пропорционален суммарной

намагниченности нанокompозита. Особенно это выражено при длинах волн, для которых знаки ТКЕ $\delta_1(\omega)$ и $\delta_2(\omega)$ этих фракций противоположны. [29]

$$\frac{\delta(H)}{\delta(H_S)} = \frac{\delta(\omega, n, k)}{\delta(\omega, n, k)} \frac{M(H)}{M(H_S)} = \frac{M(H)}{M(H_S)} \quad (4.1.1)$$

$$\delta(\omega, H) = \delta_1(\omega) \frac{M_1(H)}{M_1(H_{1S})} + \delta_2(\omega) \frac{M_2(H)}{M_2(H_{2S})} \quad (4.1.2)$$

Из рисунка 4.1.6 видно, что вид $\delta(\omega, H)$ зависит от длины волны света. Получается, что при существовании двух фракций с разными магнитными свойствами конкуренция вкладов в МО сигнал, а именно, отклика от суперферромагнитных макрообластей и суперпарамагнитных частиц, приводит к появлению аномальной полевой зависимости ТКЕ в области спектра, где эти вклады имеют разные знаки [29]. Аналогичный вывод был сделан из петли гистерезиса, полученной на МО микроскопе [30]. Таким образом, МО методы позволяют определить наличие суперферромагнитного состояния.

4.2. Спектральные зависимости ТКЕ для $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на Si

МО спектры нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ для различных значений концентрации x , снятые при комнатной ($T = 295 \text{ K}$) и низкой ($T = 50 \text{ K}$) температурах, представлены на рисунке 4.2.1.

В области экстремума ТКЕ, то есть в окрестности 0,6 - 1,5 эВ в случае $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ (рисунок 4.2.1), амплитуда отрицательного сигнала нанокompозитов с $x = 20$ ат. % в несколько раз превышает положительный сигнал при той же длине волны объемного ферромагнетика CoFeB ($x = 100$ ат. %). То есть имеет место инверсия знака ТКЕ и оптическое усиление. Кроме этого, по концентрации, при которой достигается отрицательный максимум ТКЕ, можно судить о пороге перехода от суперпарамагнитного поведения ($x = 17 - 20$ ат. %) к суперферромагнитному (рисунок 4.2.1. б).

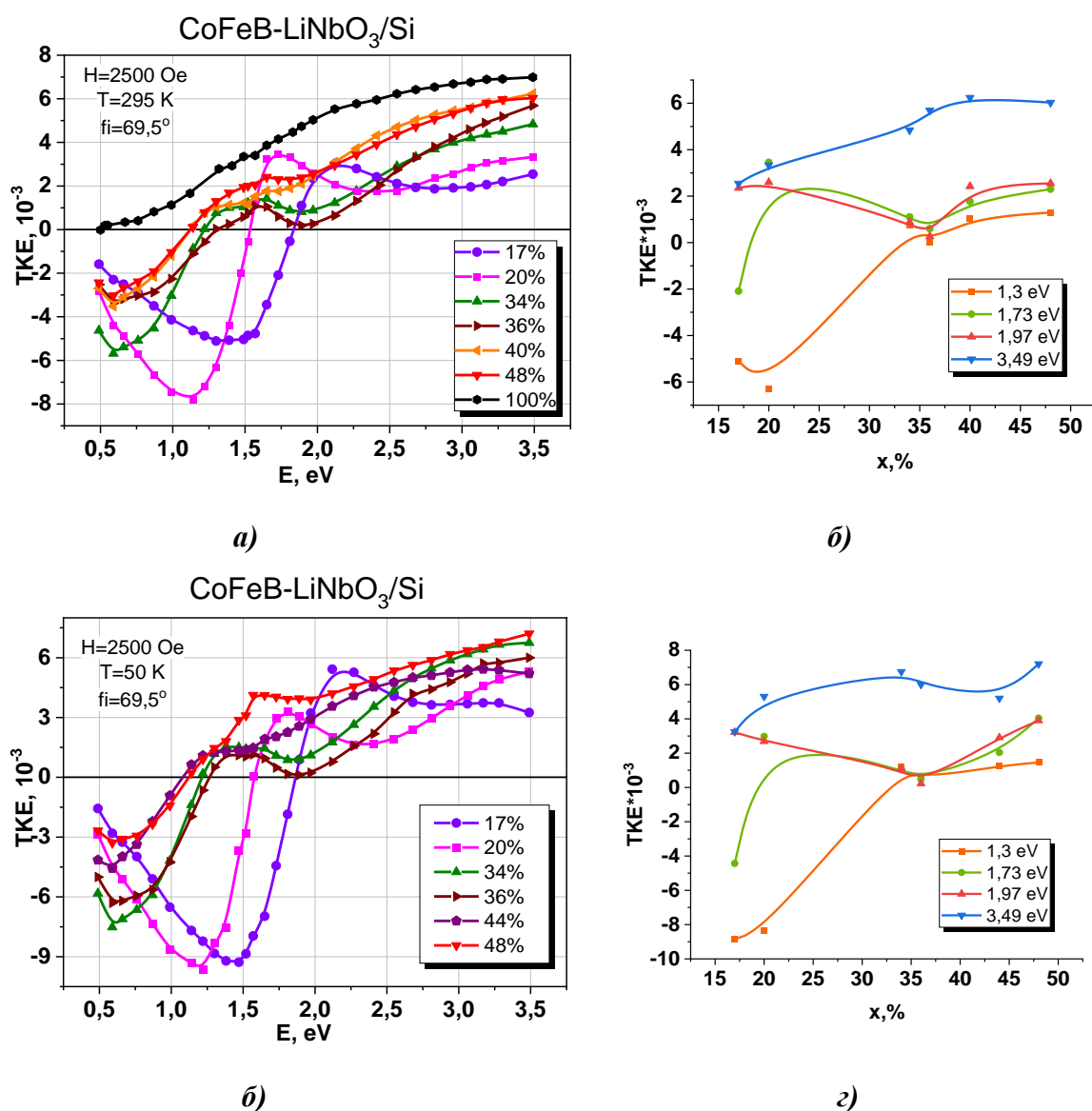


Рисунок 4.2.1. Спектральные зависимости ЭЗК нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ для различных x , а также концентрационные зависимости при комнатной (а, б) и низкой (б, г) температурах

Сильные изменения в положениях характерных пиков происходят именно при переходе от суперпарамагнитного поведения ($x = 17 - 20$ ат. %) к суперферромагнитному. Форма спектра существенно отличается от спектра пленок с тем же ферромагнитным материалом $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ [30], но другим диэлектриком. Вид спектра нанокompозитов зависит от многих факторов, таких как материал матрицы, размер и форма магнитных наночастиц, однако доминирующую роль играет материал ферромагнитных включений [20]. Можно предположить, что состав гранул зависит не только от состава мишени, но и от технологических условий

получения пленок. В частности, на процессы самоорганизации гранулированного нанокompозита может влиять, как тип подложки ([31]), так и способ напыления самого образца ([14]). Поэтому рассмотрим ту же систему $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на подложке Si/SiO_2 , которая напылялась послойно, в отличие от $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ напылявшейся на неподвижную подложку (объемное напыление).

4.3. Полевые зависимости ТКЕ для $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на Si/SiO_2

На рисунке 4.3.1 представлены полевые зависимости ТКЕ для $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}/\text{SiO}_2$ при различных значениях концентрации включений x , нормированные на значение эффекта в максимальном поле (2500 Э).

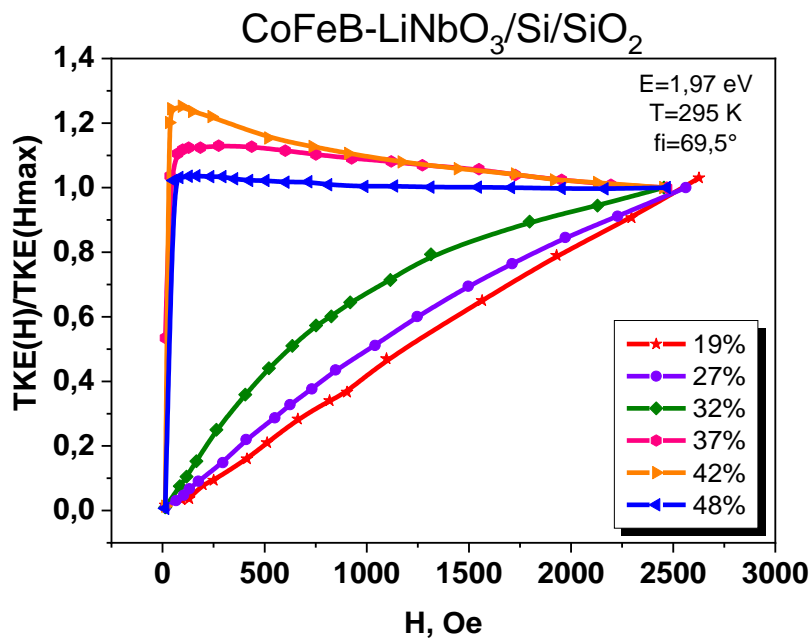


Рисунок 4.3.1. Нормированные полевые зависимости $\text{TKE}(H)/\text{TKE}(H_{\text{max}})$ нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}/\text{SiO}_2$

Аналогично системе $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ изменение вида полевых зависимостей ТКЕ показывает какой магнитный порядок существует в нанокompозите, а именно переход от суперпарамагнитного состояния к суперферромагнитному и ферромагнитному. При концентрации $x = 19$ ат. % наблюдается линейная зависимость от поля соответствующая

суперпарамагнитному состоянию. При $x = 27$ ат. % сигнал ТКЕ становится нелинейным по полю. С увеличением x полевая зависимость ТКЕ становится все более нелинейной. При концентрации $x = 48$ ат. % становится похожей на аналогичную для ферромагнетика. Для $x = 37$ ат. % и $x = 42$ ат. % кривые намагничивания становятся аномальными.

На рисунке 4.3.2 приведены полевые зависимости ТКЕ нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}/\text{SiO}_2$ при $x = 42$ ат. %, измеренные при энергии фотона 1,57 и 1,97 эВ, и нормированные на значение ТКЕ в максимальном поле (2500 Э). При энергии кванта света 1,97 эВ сигнал сначала увеличивается в малом поле, а затем начинает уменьшаться в сильных полях. Для других длин волн ($E = 1,57$ эВ) ТКЕ увеличивается с полем, как и намагниченность.

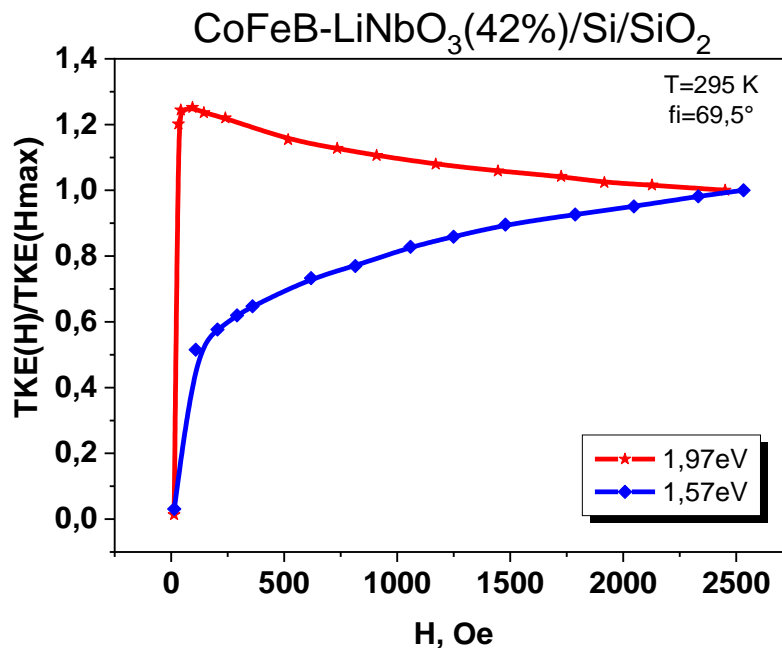


Рисунок 4.3.2. Нормированные полевые зависимости $\text{TKE}(H)/\text{TKE}(H_{\text{max}})$ нанокompозитов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}/\text{SiO}_2$ с $x=42$ ат. % при $E = 1,57$ эВ и $E = 1,97$ эВ

Также как и в случае нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ такое поведение можно объяснить тем, что существуют две фракции в образце с разными магнитными свойствами. Конкуренция вкладов в МО сигнал, а именно, отклика от суперферромагнитных макрообластей и суперпарамагнитных частиц, приводит к появлению аномальной полевой зависимости ТКЕ в области спектра, где эти вклады имеют разные знаки [29].

4.4. Спектральные зависимости ТКЕ для $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на Si/SiO_2

На рисунке 4.4.1 представлены МО спектры нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}/\text{SiO}_2$ для различных значений концентрации x , снятые при комнатной ($T = 295 \text{ K}$) температуре и в максимальном магнитном поле (2500 Э).

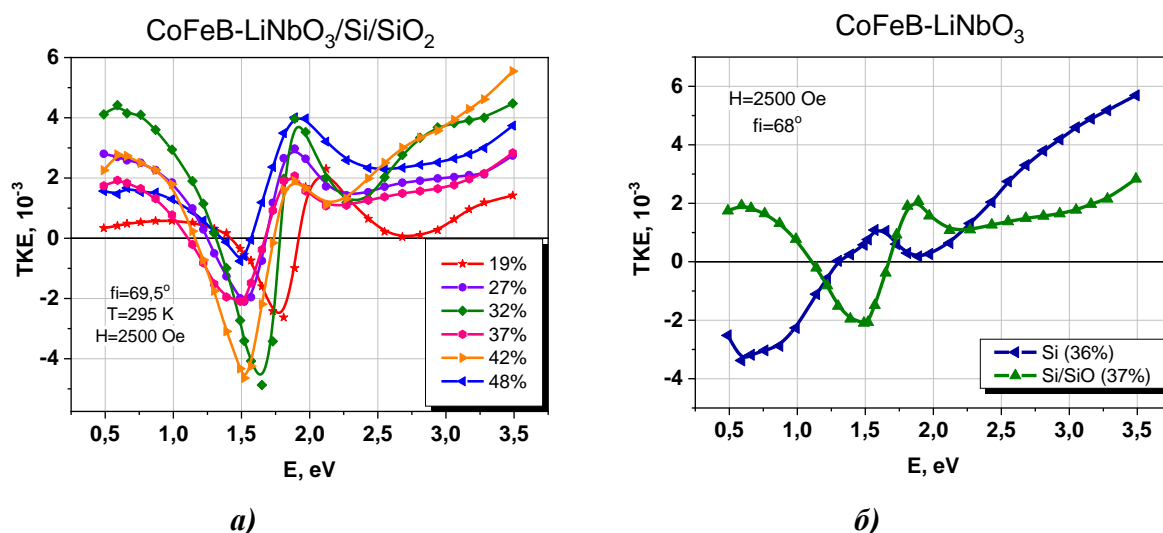


Рисунок 4.4.1. Спектральные зависимости ТКЕ нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}/\text{SiO}_2$ для различных x (а), и сравнение нанокompозитов на подложках Si/SiO_2 и Si (б)

Полученные спектральные зависимости ТКЕ нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}/\text{SiO}_2$ заметно отличаются от спектров нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ (рисунок 4.4.1 б). В случае подложки Si/SiO_2 все отрицательные максимумы расположены в области энергий от 1,5 до 1,8 эВ, а в при $E < 1,3$ эВ происходит смена знака. В случае Si подложки (рисунок 4.4.1 б) с увеличением концентрации отрицательные максимумы смещаются от 1,5 до 0,6 эВ и смена знака (с отрицательного на положительный) не наблюдается.

Несмотря на то, что полевые зависимости ТКЕ для систем $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ и $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}/\text{SiO}_2$ имеют подобный переход от суперпарамагнитного состояния к суперферромагнитному и ферромагнитному спектральные зависимости ТКЕ для этих систем сильно

отличаются. Различия спектральных зависимостей ТКЕ могут объясняться различием технологических условий изготовления пленок. В работе [14] для системы $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ показано, что спектральные зависимости ТКЕ для объемно и послойно напыленных нанокompозитов сильно отличаются (рисунок 4.4.2). При этом вид спектров сильно зависит от толщины слоя, которым напыляется композит. Различие в условиях напыления пленок приводит к тому, что гранулы формируются по-разному. Что приводит к изменению размеров зерен, изменению количества контактов между зернами и, как следствие приводит к изменению МО отклика.

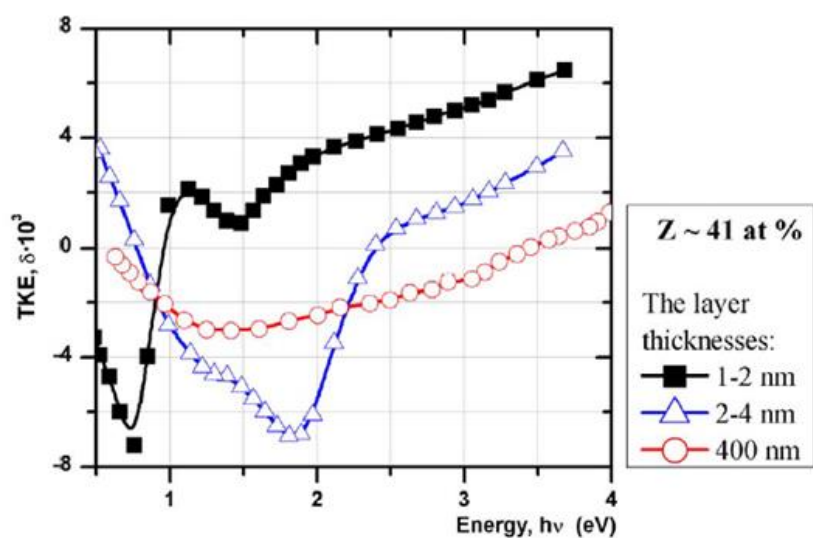


Рисунок 4.4.2. Спектральные зависимости ТКЕ для объемно и послойно напыленных нанокompозитов $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ [14]

РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Впервые исследованы МО свойства нанокompозитов $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на подложках из Si и Si/SiO₂ полученных напылением на неподвижную подложку (объемное напыление) или послойным напылением на вращающуюся подложку, соответственно.

Изучение полевых, спектральных и температурных зависимостей ТКЕ проведено в широком диапазоне концентраций x (17 – 48 ат. %), в области температур от 20 до 300 К, в полях до 2500 Э, в области энергий от 0,5 до 3,85 эВ.

МО методиками показано, что при $x = 17$ ат.% нанокompозиты $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на Si подложке проявляют суперпарамагнитное поведение при температуре выше температуры блокировки ($T_b \approx 30$ К). При повышении концентрации металла обменное и диполь-дипольное взаимодействие между гранулами начинает играть все большую роль, что приводит к нелинейным полевым зависимостям ТКЕ при комнатной температуре без раскрытия петли гистерезиса при $x \leq 36$ ат.%. Аномальное температурное поведение МО сигнала при 36 ат.% доказывает образование суперферромагнитного состояния. Дальний ферромагнитный порядок возникает в окрестности 44 ат.%, то есть при концентрации, когда еще осуществляется туннельный режим проводимости, следовательно, ферромагнитный порог перколяции меньше транспортного. Аналогичный переход от суперпарамагнитного состояния к ферромагнитному наблюдался и для нанокompозитов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на подложке Si/SiO₂. Причем, независимо от подложки переход осуществлялся через суперферромагнитное состояние.

Установлено, что спектральные зависимости ТКЕ для нанокompозитов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ полученных объемным и послойным напылением сильно отличаются. Ввиду различия способов напыления нанокompозитов

гранулы формируются по-разному в тонких слоях и в объемной структуре, что в свою очередь может влиять на МО отклик системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алферов Ж.И., Асеев А.Л., Гапонов С.В., Копьев П.С., Панов В.И., Полторацкий Э.А., Сибельдин Н.Н., Сурис Р.А. Наноматериалы и нанотехнологии//Нано и микросистемная техника 2003, № 8, С. 3-13.
2. Miller R.E., Shenoy V.B. Size Dependent Elastic Properties of Nano-Sized Structural Elements//Nanotechnology 2000, Vol. 11, № 3, P. 139-147.
3. Николаев С.Н., Емельянов А.В., Чумаков Р.Г. [и др.] Свойства мемристивных структур на основе нанокompозита $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$, синтезированных на SiO_2/Si -подложках// Журнал технической физики 2020, Т. 90, № 2, С. 257-263.
4. Леванов В.А., Емельянов А.В., Демин В.А. [и др.] Мемристивные свойства структур на основе нанокompозита $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ // Радиотехника и электроника 2018, Т. 63, № 5, С. 489-494.
5. Рыльков В.В., Николаев С.Н., Демин В.А. [и др.] Транспортные, магнитные и мемристивные свойства наногранулированного композита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_y)_{100-x}$ //Журнал экспериментальной и теоретической физики 2018, Т. 153, № 3, С. 424-441.
6. Gan'shina E., Granovsky A., Guschin V. [et al.] Influence of the size and shape of magnetic particles on magneto-optical properties of $(\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30})_x\text{Ag}_{1-x}$ granular alloys//Journal of Magnetism and Magnetic Materials 1997, Vol. 165, № 1-3, P. 320-322.
7. Kravetz A., Shipil E., Ganshina E. [et al.] Optical and magneto-optical spectra of magnetic granular alloys//Physica A: Statistical Mechanics and its Applications 1997, Vol. 241, № 1-2, P. 45-51.
8. Bedanta S., Kleemann W. Supermagnetism//Journal of Physics D: Applied Physics 2008. V. 42. №. 1. Art.№ 013001.
9. Beloborodov I.S., Lopatin A.V., Vinokur V.M., Efetov K.B. Granular electronic systems//Reviews of Modern Physics 2007, Vol. 79, №. 2. Art.№ 469.

10. Кочнева М.Ю. Магнитооптические свойства нанокompозитных материалов на основе 3d металлов (Fe и Co) специальность 01.04.11 "Физика магнитных явлений": диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук//Москва, 2005.
11. Rylkov V.V., Nikolaev S.N., Demin V.A. [et al.] Properties of granular $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ and $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ nanocomposites: Manifestation of superferromagnetic ordering effects//Journal of Magnetism and Magnetic Materials 2018, Vol. 459, P. 197-201.
12. Timopheev A.A., Sobolev N.A., Lozenko A.F. [et al.] Superferromagnetism and coercivity in Co- Al_2O_3 granular films with perpendicular anisotropy//Journal of Applied Physics 2012, Vol. 111, № 12, P. 123915.
13. Ганьшина Е.А., Кочнева М.Ю., Вашук М.В. [и др.] Оптические и магнитооптические свойства магнитных нанокompозитов FePt-SiO₂ //Физика твердого тела 2005, Т. 47, № 9, С. 1638-1643.
14. Buravtsova V.E., Ganshina E.A., Kirov S.A. [et al.] Magneto-optical Properties of Layer-by-Layer Deposited Ferromagnet-Dielectric Nanocomposites//Materials Sciences and Applications 2013, Vol. 4, № 4A, P. 16-23.
15. Slonczewski J.C. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by tunneling barrier//Physical Review 1989, Vol. 39, № 10, P. 6995-7002
16. Грановский А.Б., Кузьмичев М.В., Клерк Ж.П., Особенности оптических и магнитооптических свойств гранулированных сплавов с гигантским магнитосопротивлением в ИК области спектра//Журнал экспериментальной и теоретической физики 1999, Т. 116, № 5(11), С. 1762-1769.
17. Johnson M. Theory of spin-dependent transport in ferromagnet-semiconductor heterostructures//Physical Review 1998, Vol. 58, № 15, P. 9635–9638.

18. Рыльков В.В., Емельянов А. В., Николаев С.Н. [и др.] Транспортные свойства магнитных наногранулированных композитов с диспергированными ионами в изолирующей матрице//Журнал экспериментальной и теоретической физики 2020, Т. 158, № 1(7). С. 164-183.
19. Кринчик Г.С., Никитин Л.В., Касаткина О.В. Определение тензора диэлектрической проницаемости ультрадисперсной среды// Поверхность, физика, химия, механика 1985, Т. 7, С. 140-143.
20. Ганьшина Е.А., Вашук М.В., Виноградов А.Н. [и др.] Эволюция оптических и магнитооптических свойств нанокompозитов аморфный металл – диэлектрик//Журнал экспериментальной и теоретической физики 2004, Т. 125, № 5, С. 1172-1183.
21. Апресян Л.А., Власов Д.В., Задорин Д.А., Красовский В.И. О модели эффективной среды для частиц со сложной структурой//Журнал технической физики 2017, Т. 87, № 1, С. 10-17.
22. Петров Ю. И. Физика малых частиц// М.: Наука. 1982, 359с.
23. Bruggeman D.A.G. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen//Annalen der Physik 1935, 416, 636-664.
24. Xia T.K., Xui P.M., Stroud D. Theory of Faraday rotation in granular magnetic materials// Journal of Applied Physics 1990, Vol. 67, № 6, P. 2736-2741.
25. Brouers F. Percolation threshold and conductivity in metal-insulator composite mean-field theories//Journal of Physics C: Solid State Physics Vol. 19, № 36, P. 7183.
26. Юрасов А.Н. Магниторефрактивный эффект как бесконтактный метод исследования функциональных материалов//Материаловедение 2014, № 6, С. 32-37.

27. Юрасов А.Н., Грановский Н.В. Экваториальный эффект Керра и учет размерного фактора в нанокompозитах на примере CoFeB//Российский технологический журнал 2018, Т. 6, № 5, С. 15–24.
28. Martyshov M.N., Emelyanov A.V., Demin V.A. [et al.] Multifilamentary character of anticorrelated capacitive and resistive switching in memristive structures based on $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ nanocomposite//Physical Review Applied 2020, Vol. 14, №. 3, Art.№ 034016.
29. Gan'shina E.A., Granovsky A.B., Garshin V.V., Pripechenkov I.M. [et al.] Magneto-Optical Spectroscopy of Nanocomposites $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ //SPIN 2023, Vol. 13, №. 1, Art.№ 234006.
30. Gan'shina E.A., Granovsky A.B., Sitnikov A.V., Lahderanta E., Rylkov V.V. Magneto-optical spectroscopy of $(\text{CoFeB})_x(\text{Al-O})_{100-x}$ nanocomposites: evidence of superferromagnetism//IEEE Magnetics Letters 2020, Vol. 11, P. 1-4.
31. Ганьшина Е.А., Припеченков И.М., Перова Н.Н. [и др.] Магнитооптическая спектроскопия нанокompозитов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ до порога перколяции: от суперпарамагнетизма и суперферромагнетизма до ферромагнетизма//Физика металлов и металловедение 2023, Т. 124, № 2, С. 134-140.
32. Ganshina E.A., Garshin V.V., Pripechenkov I.M. [et al.] Effect of phase transformations of a metal component on the magneto-optical properties of thin-films nanocomposites $(\text{CoFeZr})_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$ //Nanomaterials 2021, Vol. 11, № 7.