

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
И ОТЖИГА НА МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
НАНОКОМПОЗИТОВ»**

Выполнил студент

219М группы:

Данилов Георгий Егорович

Научный руководитель:

доктор ф.-м. наук,

профессор Ганьшина Е.А.

Допущен к защите

Зав. кафедрой магнетизма

Профессор Перов Н.С. _____

Москва

2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	6
1.1. Описание нанокompозитов	6
1.2. Структурные свойства.....	9
1.3. Магнитные свойства.....	11
1.4. Оптические свойства	16
1.5. Магнитооптические свойства.....	18
ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ	23
2.1. Магнитооптические эффекты.....	23
2.2. Измерительная установка.....	25
ГЛАВА 3. ОБРАЗЦЫ	28
3.1. Получение образцов.....	28
3.2. Описание образцов.....	29
ГЛАВА 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ	32
4.1. Магнитооптические свойства нанокompозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$, полученных в атмосфере аргона.....	32
4.1.1. Полевые зависимости	32
4.1.2. Спектральные зависимости	35
4.1.3. Концентрационные зависимости	36
4.2. Магнитооптические свойства нанокompозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$, полученных в атмосфере аргона с добавлением азота.....	37
4.2.1. Полевые зависимости	37
4.2.2. Спектральные зависимости	39
4.2.3. Концентрационные зависимости	40

4.3. Магнитооптические свойства отожденных наноконпозитов (Co ₄₅ Fe ₄₅ Zr ₁₀) _x (Al ₂ O ₃) _{100-x} , полученных в атмосфере аргона с добавлением азота.....	41
4.3.1. Полевые зависимости	41
4.3.2. Спектральные зависимости	43
4.4. Магнитооптические свойства мультислойных систем {[(Co ₄₅ Fe ₄₅ Zr ₁₀) _x (Al ₂ O ₃) _{100-x}]/[(Co ₄₅ Fe ₄₅ Zr ₁₀) _x (Al ₂ O ₃) _{100-x} +N ₂]} ₃₀₀ , полученных в атмосфере аргона с добавлением азота.....	44
4.4.1. Полевые зависимости	44
4.4.2. Спектральные зависимости	46
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.....	49
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	50

ВВЕДЕНИЕ

С каждым годом применение композиционных материалов в промышленности растёт, следовательно, и масштабы их производства увеличиваются. Кроме того, разрабатываются новые виды композитов, с улучшенными физическими, механическими и другими свойствами и качествами. К таким материалам относятся нанокompозиты. Внедрение нанокompозитов приведет к революционным преобразованиям в самых различных областях промышленности, например, авиастроении, химии, энергетике, медицине, информационных технологиях [1].

Наноструктурированные композиционные материалы обладают уникальными свойствами. Нанокompозиты имеют, в отличие от материалов обычных структур, другие температуры плавления, они обладают высокой устойчивостью против коррозии и высокими механическими свойствами. Необычность свойств наноматериалов такова, что можно сказать: начиная с конца XX века научно-технический прогресс человечества стал определяться наноматериалами и нанотехнологиями.

Устойчивый интерес к наноструктурам обусловлен возможностью модифицировать и принципиально изменять свойства известных материалов при переходе в нанокристаллическое состояние.

В новых наноразмерных магнитных материалах наблюдаются необычные физические явления, представляющие как самостоятельный научный интерес, так и важное практическое значение: гигантское магнитосопротивление (ГМС), гигантский магнитный импеданс (ГМИ) [2], гигантский аномальный эффект Холла (АЭХ) [3], аномальные оптические эффекты [4], сильный магнитооптический отклик [5]. Все эти явления открывают широкие перспективы как для фундаментальных исследований, так и для наиболее перспективных возможностей их применения.

Магнитооптические методы позволяют получить информацию о внутренней микроструктуре вещества, так как являются чувствительными

к любым изменениям в строении вещества. Это влияние отражается на магнитооптических характеристиках исследуемых образцов, например, на спектральной зависимости наблюдаемых эффектов. Свойства нанокомпозитов значительно зависят от их состава и микроструктуры, в частности от размера гранул, их распределения по объему образца, от концентрации магнитной фазы и свойств границы раздела.

Вот почему МО методы исследования представляют большой интерес, поскольку обладают рядом преимуществ, основные из которых состоят в том, что эти методы чувствительны к наличию магнитных неоднородностей, к изменениям формы и размера частиц, их трехмерному распределению и внешнему виду новых магнитных фаз. А перечисленные характеристики, в свою очередь, прямо определяются технологическими параметрами получения, в частности, составом атмосферы напыления и термомагнитным отжигом. Это подтверждается исследованиями оптических и МО спектров гранулированных систем [4,6-12], которые выявили много особенностей магнитооптического эффекта Керра и многих других свойств. Все эти свойства можно довольно легко контролировать изучением МО свойств.

Таким образом, изучение влияния технологических параметров и отжига на МО свойства нанокомпозитов является актуальным и определяется как перспективами практического применения исследуемых структур, так и фундаментальным аспектом этих исследований.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Описание нанокompозитов

Под наноразмерными материалами принято понимать материалы, размер структурных элементов которых хотя бы в одном измерении не превышает так называемую нанотехнологическую границу – 100 нм. Эта величина связана с неким критическим характерным параметром: длиной свободного пробега носителей заряда, длиной волны де Бройля, размером домена/доменной стенки и т.д. Многочисленные исследования выявили, что в этом пределе происходят значительные изменения механических, магнитных, электрических, оптических и химических свойств наноматериалов по сравнению с аналогичными крупнокристаллическими материалами. При уменьшении размеров функциональных устройств современной электроники возникает ряд проблем, которые связаны не только с технологическими ограничениями, но и с тем, что «включаются» новые физические явления, характерные для наномира. При переходе к системам нанометровой размерности начинает проявляться квантово-механическая природа квазичастиц в твердом теле. В результате возникает ситуация, когда квантовые эффекты, например, размерное квантование, туннелирование, интерференция электронных состояний, играют ключевую роль в физических процессах, происходящих в таких объектах.

Нанокompозиты представляют собой массив металлических гранул, размером от единиц нанометров до десятков нанометров, случайным образом внедренных в матрицу диэлектрика. Различают два типа магнитных гранулированных сплавов: ферромагнитный металл (ФМ)-немагнитный металл и ФМ-металл-диэлектрик.

Гранулированные системы "металл-металл" изготавливают из компонент с плохой взаимной растворимостью, скажем, Co/Cu , Co/Ag , $(NiFe)/Ag$, в виде пленок, лент или массивных образцов. Различными технологическими методами (например, отжигом) добиваются того, что

малые ферромагнитные частицы однородно распределяются в немагнитной матрице.

Итак, интерес к гранулированным сплавам, в первую очередь вызван эффектом гигантского магнитосопротивления (ГМС). Также в гранулированных нанокompозитах обнаружены необычные свойства, проявляющиеся в электрических, магнитных, оптических и магнитооптических эффектах.

Свойства гранулированных нанокompозитов (в том числе и размер магнитных частиц) критическим образом зависят от объемной концентрации ферромагнитной составляющей – x , которая может изменяться от 1 до 100%. Одной из причин создания магнитных наноразмерных материалов является идея о возможности их применения для сверхплотной магнитной и магнитооптической записи в устройствах хранения информации. Предполагается, что каждая магнитная частица гранулированного сплава несет один бит информации. Например, если расстояние между частицами составляет 100 нм, то ожидаемая плотность записи – 10 Гбит/см² [1]. К преимуществам магнитной записи можно отнести простоту, высокую надежность и скорость записи информации.

При исследованиях данных новых материалов были открыты эффекты, которые до этого нигде не наблюдались:

- 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;

- 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-зависимым рассеянием носителей тока на поверхности раздела между гранулами и матрицей, а также в объеме гранул (см., например, [14]).

- 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.

Коэффициенты отражения R , пропускания T и поглощения k металлов в ИК-области спектра определяются частотной зависимостью диагональной компоненты тензора внутризонной проводимости $\sigma_{xx}(\omega)$. Так как для материалов с ГМС статическая проводимость $\sigma_{xx}(\omega \rightarrow 0)$ сильно зависит от намагниченности образца, то ясно, что $\sigma_{xx}(\omega)$, и следовательно, все оптические свойства тоже должны зависеть от намагниченности [14]. Это явление, названное магниторефрактивным эффектом, было впервые экспериментально открыто и теоретически объяснено для мультислоев авторами работы [15].

Это явление может наблюдаться только в ИК-области спектра, когда оптические свойства определяются внутризонными процессами рассеяния [14]. Хорошо развита теория этого эффекта для мультислоев [15-18]. Этот эффект имеет достаточно общий характер и должен наблюдаться во всех системах, характеризующихся высоким значением магнитосопротивления, в частности, в гранулированных сплавах "металл-металл" с ГМС или в гранулированных сплавах "металл-диэлектрик" с туннельным магнитосопротивлением [14].

Магнитооптические свойства (МО) ферромагнетиков в ИК-области спектра определяются недиагональной частью тензора проводимости $\sigma_{xy}(\omega)$ [14], которая является частотным аналогом аномальной холловской

проводимости $\sigma_{xy}(0)$. Для однородных ферромагнетиков как $\sigma_{xy}(0)$, так и $\sigma_{xy}(\omega)$ линейно зависят от намагниченности, поэтому МО эффекты Керра и Фарадея линейны по намагниченности. Однако в случае материалов с ГМС $\sigma_{xy}(0)$ нелинейным образом зависит от намагниченности, что обусловлено спин-зависящим рассеянием [19]. Также в работе [20] решается задача расчета и исследования зависимости МО эффектов гранулированных сплавов от намагниченности.

1.2. Структурные свойства

Свойства нанокompозитов сильно зависят от их состава и микроструктуры, в особенности от размеров гранул, от их распределения по объему образца и от концентрации магнитной фазы [21]. Более того, как показали предыдущие исследования МО эффектов, эти свойства сильно зависят от технологических условий получения: от атмосферы, в которой напыляется НК, и процесса отжига, который изменяет микроструктуру. Все эти свойства можно довольно легко контролировать изучением МО свойств.

Гранулированные магнитные системы могут быть получены различными методами осаждения, ионной имплантации, травления, электронно-лучевой литографии, однако ионно-плазменное магнетронное распыление является наиболее универсальным методом. Распыление можно производить с использованием только одной мишени (гомогенной или составной) или двух разных (металлической и диэлектрической). Важной особенностью получения гранулированных композитов является ограниченное число пар металл–диэлектрик, в которых возможно получение такой гетерогенной структуры. Обязательным условием её формирования является несмачиваемость и нерастворимость компонентов друг в друге. То есть поверхностная энергия ферромагнитной фазы должна быть больше, чем поверхностная энергия материала матрицы. Если данные

условия соблюдаются, то в процессе формирования композита осаждаемые атомы металла будут собираться в гранулы, размеры которых определяются условиями получения. Фаза диэлектрика также будет формироваться отдельно от металлической фазы. Различными технологическими методами (например, отжигом) добиваются того, что малые ферромагнитные частицы однородно распределяются в немагнитной матрице. Поскольку наноструктура гранулированных материалов очень чувствительна к технологическим параметрам, таким как скорость осаждения, давление и атмосфера в камере распыления, температура подложки, то все эти условия должны тщательным образом контролироваться. Структура нанокompозитных материалов обладает нанометровой размерностью, поэтому информацию о реальной морфологии композитов, сформировавшейся в процессе изготовления, можно получить при использовании просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) [21].

Рентгеновская и электронная дифракции являются дополнительными методами, которые используются для установления структуры металлических частиц. Данные рентгеновской спектроскопии могут определять кристаллическую структуру и параметры решетки гранул, несмотря на их малый размер [23].

Пленки на основе FePt и CoPt, перспективные для использования для сверхплотной магнитной записи, полученные методами магнетронного распыления или осаждения, обладают достаточно однородным распределением частиц по размерам, однако, находятся в неупорядоченном состоянии [24]. Для того чтобы в ферромагнитных гранулах образовалась упорядоченная структура с сильной перпендикулярной одноосной магнитокристаллической анизотропией и превосходными магнито жесткими характеристиками – свойствами, которыми должен обладать магнитный материал в устройствах памяти – необходима высокотемпературная обработка (~ 600-700°C). Процессы

перестройки структуры гранулированной системы в процессе отжига сложны и требуют детальных исследований, ведь именно микроструктурой композита определяется его магнитные, электрические и др. свойства [25]. После отжига при температуре 500-525^oC размер гранул нанокompозита увеличивается незначительно, а структура является неупорядоченной, что следует из рентгеноструктурных исследований этих образцов. При температурной обработке свыше 570^oC размер гранул FePt резко увеличивается из-за того, что магнитные частицы начинают слипаться друг с другом. Исследование рентгеновских спектров показало, что в композитах при увеличении размеров гранул начинает формироваться упорядоченная структура [25]. Авторы утверждают, что именно слипание ферромагнитных гранул ускоряет процесс упорядочения их структуры. Кроме того, обнаружено, что вследствие вариации размеров частиц даже после термообработки при 600^oC гранулированные пленки содержат как магнитные частицы в упорядоченной тетрагональной фазе, так и в неупорядоченной кубической гранецентрированной фазе.

Как выяснилось термическое воздействие сильно влияет на морфологию композитных сплавов. Вот почему важным аспектом в исследованиях таких материалов является определение взаимосвязи оптических и МО свойств с изменениями структуры, происходящим в композите вследствие термообработки.

1.3. Магнитные свойства

Большая величина магнитосопротивления обнаружена в гранулированных сплавах "металл-диэлектрик" (например $CoCuO$, $CoSiO_2$, $CoAl_2O_3$, $NiFe/Al_2O_3$) при содержании металла близкому к порогу перколяции. При большом содержании металла, система "металл-диэлектрик" представляет собой металлическую матрицу с диэлектрическими включениями (гранулами) и проводимость имеет металлический характер, а магнитосопротивление мало. В другом

предельном случае, когда объемное содержание металла мало, систему можно рассматривать, как диэлектрик содержащий гранулы металла. Для некоторого конкретного содержания металла, называемого порогом перколяции или порогом протекания, имеет место переход металл-диэлектрик. Вблизи этого перехода обнаружено значительное магнитосопротивление, того же порядка, что и ГМС в системах "металл-металл" [20]. Принято считать, что природа этого явления состоит в спин-зависящем туннелировании электронов между гранулами через диэлектрический зазор и поэтому такое магнитосопротивление называют туннельным. Иногда для магнитосопротивления обеих систем "металл-металл" и «металл-диэлектрик» используют единый термин - ГМС. Наличие в таких системах спин-зависящего рассеяния проявляется и в других явлениях переноса, например, в теплопроводности и термоэдс, аномальном эффекте Холла (АЭХ), оптических свойствах, высокочастотном импедансе [14, 20].

Величина магнитосопротивления в общем виде определялась разницей значений энергии E_M в отсутствие и при наложении внешнего магнитного поля, ориентирующего моменты гранул. Величина магнитосопротивления определяется тем, насколько сильно меняется взаимная ориентация спинов при воздействии внешнего магнитного поля. Следует принять во внимание, что при достаточно малом размере гранулы являются однодоменными частицами, магнитный момент которых представляет собой сумму магнитных моментов атомов, входящих в их состав. Кроме того, гранулированный наноккомпозит в области относительно высоких температур ($T > 150^\circ\text{K}$) проявляет суперпарамагнитные свойства, то есть направление магнитных моментов ферромагнитных частиц является случайным. Вследствие чего, используя внешнее магнитное поле, оказывающее ориентирующее воздействие на магнитные моменты гранулированной системы, можно влиять на

взаимную ориентацию магнитных моментов гранул, тем самым, вызывая изменение электросопротивления. В отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты гранул ориентированы случайным образом и туннельный ток низок. Увеличение магнитного поля приводит к формированию коллинеарной системы магнитных моментов, вследствие чего растет туннельный ток и проводимость материала.

Величина изменения электросопротивления при приложении внешнего магнитного поля определяется составом нанокомпозитов. Очевидно, что ГМС должно немонотонно зависеть от соотношения металлической и диэлектрической фаз, поскольку до порога перколяции структура композита представляет собой совокупность изолированных металлических гранул в диэлектрической матрице, в то время как после порога перколяции композит состоит из сплошных металлических областей (рис. 1.1), разделенных небольшими прослойками диэлектрика. Максимальному значению магнитосопротивления соответствует некоторое соотношение между ферромагнитной и диэлектрической фазами, при котором гранулы еще не сформировали сплошную «сеть» с металлической проводимостью, но ширина барьеров между гранулами минимальна [23].

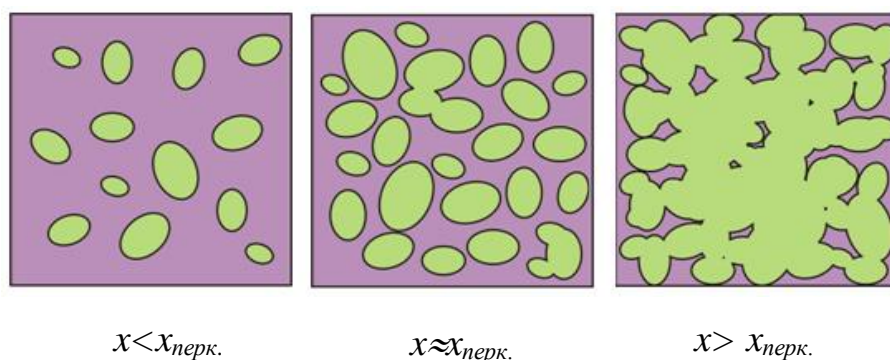


Рисунок 1.1 - Распределение гранул в нанокомпозите в зависимости от концентрации ферромагнитной фазы x

Когда концентрация ферромагнетика увеличивается, то в матрице начинают появляться гранулы размеров бóльших однодоменных, которые проявляют ферромагнитные свойства и намагничиваются в малых полях и, в целом, имеют спектральную зависимость схожую с зависимостью

цельнометаллического образца. Но в то же время в матрице по-прежнему присутствуют суперпарамагнитные однодоменные частицы. Так как итоговое значение ЭЭК является суммой ЭЭК ферромагнитной (крупные гранулы, кластеры слипшихся гранул) и суперпарамагнитной (однодоменные частицы) фаз, то в «синей» области мы раньше начинаем наблюдать ферромагнитные полевые характеристики — основной вклад дает ферромагнитная фаза, которая имеет в этой области спектра большой положительный эффект и намагничивается в малом магнитном поле, а суперпарамагнитная фаза почти не влияет на итоговую величину ЭЭК, из-за малой величины эффекта. В «красной» же области спектра наоборот преобладает вклад композитной фазы, полевая характеристика которой близка к линейной, величина ЭЭК которой превосходит величину ЭЭК ферромагнитной фазы — отсюда и появляются отличия от ферромагнитной полевой характеристики.

Выбор металлических гранул сложного состава $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ в данной работе обусловлен необходимостью стабилизации аморфной структуры ферромагнетика, устойчивой при комнатной температуре. С этой целью к ферромагнитным атомам железа и кобальта добавлено 10 ат.% аморфизатора — циркония. Кроме того, аморфный сплав $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ имеет сравнительно высокое значение магнитострикции насыщения ($\lambda_s \approx 28 \cdot 10^{-6}$), что важно для дальнейших исследований магнитосопротивления и магнитооптических свойств композитов. Не случаен выбор и материала матрицы (Al_2O_3): он термически стабилен в широкой области температур [26].

Как показано в работе [26], в области низких и умеренных температур в доперколяционных композитах $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ доминирующее влияние на перенос заряда оказывает диэлектрическая матрица, а основными механизмами проводимости можно считать прыжковый механизм с переменной длиной прыжка и неупругое резонансное туннелирование по локализованным состояниям вблизи

уровня Ферми. Обнаруженные высокие значения плотности локализованных состояний обусловлены технологией получения нанокompозитов. В процессе получения образцов происходит частичное окисление металлических гранул, что приводит к недостатку атомарного кислорода в диэлектрической матрице и преобладанию соединения Al_2O_y , где y может принимать значения меньше трех. Следовательно, в такой матрице имеется огромное количество дефектов, на которых может быть локализован электрон при низких температурах. Если причиной образования локализованных состояний являются дефекты структуры аморфной диэлектрической матрицы, то термическая обработка должна снизить их число. Для подтверждения этой гипотезы была проведена серия изотермических отжигов в вакууме $\sim 10^{-4}$ Торр в течение 30 минут при температурах $T = 293-893^\circ K$ [26].

Исследования высокотемпературных зависимостей ρ показали [26, 27], что для доперколяционных композитов задолго до температуры кристаллизации наблюдается сильный рост удельного электрического сопротивления, связанный с объединением металлических гранул, увеличением диэлектрической прослойки между ними и снижением среднего числа локализованных состояний между гранулами. Для композитов за порогом перколяции электрическое сопротивление уменьшается с ростом температуры за счет образования дополнительных проводящих металлических каналов и вследствие релаксации аморфной структуры металлической фазы.

В статье А. В. Иванова, А. В. Ситникова [27] исследованы концентрационные зависимости удельного электрического сопротивления композитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$ и наномультислойных структур $[\{(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}\}/\{\alpha-Si:H\}]_n$. Авторы установили, что удельное электрическое сопротивление композитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$ уменьшается более чем на четыре порядка при увеличении концентрации

металлической фазы от 32 до 65 ат.%. Для наномультислойных структур $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}]/\{\alpha\text{-Si:H}\}_n$ степень изменения удельного электрического сопротивления при увеличении концентрации металлической фазы от 32 до 65 ат.% значительно ниже и составляет лишь один порядок величин. Обнаруженные различия авторы связывают с влиянием на электроперенос полупроводниковой прослойки, имеющей низкое электрическое сопротивление.

1.4. Оптические свойства

При теоретическом описании оптических свойств гранулированных систем используют приближения эффективной среды, и основной задачей является определение комплексной диэлектрической проницаемости среды через диэлектрические проницаемости составляющих ее компонент. Основным определением этого приближения является то, что поглощение частицы должно быть таким же, как если бы она была заменена эффективной средой с диэлектрической проницаемостью, характеризующей эту среду в целом. Это фундаментальное свойство эффективной среды. Оно показывает, что распространение волн заданного диапазона внутри такой среды происходит без изменения волнового фронта [28].

Наиболее известны три метода описания оптических свойств гранулированных систем: метод Максвелла-Гарнетта [29, 30], предложенный в 1904 г., метод эффективной среды Бруггемана [31, 32], предложенный в 1935 г., и симметризованное приближение Максвелла-Гарнетта (СМГ), предложенное Шенгом в 1980 г. Общим условием применимости этих методов является малость размеров частиц по сравнению с длиной волны падающего на образец излучения [28]. Если объемная концентрация частиц мала, то можно воспользоваться приближением Максвелла-Гарнетта ($x < 0.3$), при средних значениях объемной концентрации – приближением Бруггемана ($0.3 < x < 0.7$).

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

В 1935 г. Бруггеман [31] предложил теорию эффективной среды, которая действует при любых соотношения концентраций двух компонент. Он рассматривал среду, состоящую из смеси сферических частиц двух веществ. В отличие от приближения Максвелла-Гарнетта теория эффективной среды Бруггемана не может объяснить появление оптического резонансного пика у композитных материалов [29-32]. Теория эффективной среды Бруггемана не учитывает микроструктуры гранулированной среды, но в отличие от приближения Максвелла-Гарнетта, описывает перколяционный переход (который конечно имеется в системах металл-диэлектрик), правда, дает заниженные по сравнению с экспериментом значения.

Шенг рассмотрел среду, состоящую из частиц двух типов. Один тип частиц (*A*) представляет собой компоненту материала 1 внутри компоненты материала 2, другой тип (*B*) наоборот – компоненту 2 внутри компоненты 1 [33, 34].

В 1986 году в статье [35] Брауэрс показал и рассчитал в рамках СМГ перколяционный переход, и дал сравнительную характеристику расчетов перколяционного перехода в рамках приближений Бруггемана и СМГ. При этом оказалось, что СМГ лучше описывает перколяционный переход для гранулированных сред [36,37].

Достоинство СМГ заключается в возможности рассчитывать спектры при увеличении объемной концентрации гранул, учитывая при этом микроструктуру образца; а также в описании перколяционного перехода, что дает возможность расчета систем металл-диэлектрик [28].

В ранних работах по изучению оптических свойств гранулированных пленок одного и того же вещества сообщались различные значения частоты резонансного пика, который с увеличением концентрации металла у одних авторов смещался к длинным, а у других – к коротким волнам. Более того, в обзоре экспериментальных результатов по изучению оптических свойств гранулированных систем [38] указывается, что иногда в оптических спектрах поглощения наблюдалось одновременно два резонансных пика. Это существенно затрудняло интерпретацию экспериментальных данных. Петров [39], по-видимому, первым отчетливо осознал, что в разных опытах на самом деле проявляются резонансы разной природы. Затем Мартон и др. [40-42] показали существование в дисперсной среде двух разных пиков поглощения света, обусловленных плазменным резонансом (ПР) и резонансом оптической проводимости (РОП).

Первый связан с возбуждением поверхностных плазмонов отдельных частиц, а второй представляет собой возбуждение коллективных поперечных волн в ансамбле частиц. В отличие от поверхностных плазмонов, которые могут порождаться как фотонами, так и электронами, резонанс оптической проводимости вызывается только электромагнитным полем. При малой концентрации металла ($f \rightarrow 0$) частоты резонансных пиков совпадают, т.е. $\omega_{ПР} = \omega_{РОП}$. С ростом f частота $\omega_{РОП}$ уменьшается до нуля, а частота $\omega_{ПР}$ увеличивается, приближаясь к плазменной частоте массивного образца. Когда частота межзонного перехода в оптическом спектре близка к $\omega_{ПР}$ или $\omega_{РОП}$, резонансные пики расщепляются на дуплетные различно смещенные линии [24].

1.5. Магнитооптические свойства

На ряду с такими необычными и практически важными свойствами, как ГМС, туннельное МС, гигантский аномальный эффект Холла и

аномальные оптические эффекты, в нанокompозитных материалах наблюдаются и необычные МО явления, например, усиление линейного и нелинейного МО эффекта вблизи порога перколяции. Природа этих явлений в наноматериалах остается до конца не выясненной, что делает их чрезвычайно интересным объектом, как для фундаментальных, так и для прикладных исследований.

Первой работой, посвященной изучению магнитооптических свойств гранулированных сред, была работа Кринчика Г. С., Никитина Л.В. и Касаткиной О. В. в 1984 году [43]. В этой работе исследовались МО свойства поверхностных структур ультрадисперсного никеля, возникающих на поверхности немагнитных сплавов системы в ходе электрохимической обработки. Ими было показано, что МО спектры отражения от таких поверхностей сильно отличаются от спектров на массивном кристалле. В другой работе [7], где исследовались магнитооптические свойства нанокompозитов, состоящих из наночастиц кобальта, внедренного в диэлектрическую матрицу Al_2O_3 , также были замечены значительные изменения МО спектров гранулированных композитов по сравнению со спектром пленки из чистого Co. Было обнаружено, что амплитуда эффекта Керра в суперпарамагнитных пленках $Co_x(Al_2O_3)_{100-x}$ достигает значений больших, чем для однородного образца Co. Сравнение магнитооптических исследований, проведенных в работах [7] и [44], позволяет утверждать, что величина эффекта Керра определяется не только свойствами ферромагнитной компоненты композитного сплава, но и зависит от материала матрицы. Кривые ЭЭК для образцов $Co_x(Al_2O_3)_{100-x}$ [7] и $Co_x(CuO)_{100-x}$ [44] достаточно похожи в видимом диапазоне, однако в ближней ИК – области между ними возникает значительное различие. Величина эффекта Керра для композитного материала с матрицей оксида алюминия намного превосходит амплитуду ЭЭК системы $Co_x(CuO)_{100-x}$. Аналогичные различия магнитооптических свойств в ИК диапазоне спектра были

получены в работе [45] и для нанокompозитных систем $(\text{CoFeB})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ и $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$. В этой работе данные этих двух гранулированных сплавов, форма и величина кривых ЭЭК в ультрафиолетовой части спектра сходны. В то время как в красном диапазоне длин волн наблюдаются существенные различия. Отметим, характер спектральных зависимостей ЭЭК как той, так и другой системы, сильно зависит от концентрации ферромагнитной компоненты. Более того, было обнаружено, что величина ЭЭК немонотонно зависит от концентрации металла. Для нанокompозитов определенного состава в узком спектральном диапазоне (~ 1 эВ) наблюдается усиление амплитуды ЭЭК. Стоит отметить, что концентрационное положение максимума МО отклика совпадает с порогом перколяции, определенным при измерениях магнитосопротивления.

В 1989 году авторами работы [46] впервые была разработана теория для описания МО свойств гранулированных ферромагнитных систем в рамках приближения "эффективной среды" Бруггемана. МО свойства исследовались на примере эффекта Фарадея.

В данной работе эффект Фарадея рассчитывался около плазменной частоты. Область применения приближения Бруггемана не ограничивается малыми концентрациями одной из компонент. Исходя из этого, были проведены исследования зависимости эффекта Фарадея от концентрации ферромагнитной компоненты. Рассчитанные для низких концентраций спектры оказались близки к рассчитанным ранее в рамках МГ [36]. В рамках теории Бруггемана было также исследовано влияние формы частиц на МО свойства гранулированной ферромагнитной среды.

Первая экспериментально-теоретическая работа по исследованию МО свойств гранулированных сплавов с ГМС была осуществлена группой ученых кафедры магнетизма физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова [7]. В ней МО свойства исследовались в геометрии ЭЭК на ферромагнитных гранулированных пленках $(\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30})_{30}\text{Ag}_{70}$. Расчеты МО

спектров проводились в рамках приближения Бруггемана. Это первая работа, в которой на основании сравнения эксперимента и теории, были сделаны выводы о внутренней структуре образцов и ее связи с МО свойствами гранулированных пленок.

В работе [24] исследуются изменения магнитооптических свойств нанокмполитов на основе кобальта, вызванные кратковременным отжигом. Результаты свидетельствуют, что различия в спектральных зависимостях ЭЭК отожженных и необработанных нанокмполитов особенно заметны в инфракрасной области спектра, где, как известно, основной вклад в МО отклик дают свободные электроны.

Следует отметить, что эволюция магнитооптических спектров гранулированных пленок $\text{Co}_x(\text{TiO}_2)_{100-x}$ и $\text{Co}_x(\text{Sm}_2\text{O}_3)_{100-x}$ в результате термической обработки идет по-разному. Форма спектральных зависимостей ЭЭК нанокмполитов, состоящих из частиц Co, внедренных в матрицу Sm_2O_3 , практически не изменяется после отжига. В ИК диапазоне спектра для отожженного сплава $\text{Co}_x(\text{Sm}_2\text{O}_3)_{100-x}$ наблюдается уменьшение амплитуды МО отклика примерно в 2 раза. Электронно-микроскопические измерения проведенные на системе Co-Sm-O в работе [48] подтверждают, что в результате термообработки при температурах меньших 400°C картины дифракции электронов отожженных нанокмполитов не отличаются от исходных, то есть изменения размеров частиц или каких-либо структурные перестроек не происходит. В противоположность этому, для сплава $\text{Co}_x(\text{TiO}_2)_{100-x}$ амплитуда ЭЭК в результате отжига уменьшилась более чем в 6 раз (энергия падающего света $E=1$ эВ). Более того, произошла смена знака МО эффекта. По-видимому, термическое воздействие при 200°C значительно изменяет микроструктуру таких нанокмполитов (размер гранул, расстояние между ними и т.п.). В связи с чем изменяется величина МО эффекта и магнитосопротивления отожженных гранулированных материалов $\text{Co}_x(\text{TiO}_2)_{100-x}$. Установлено, что характер изменений величины и формы

спектральных зависимостей ЭЭК нанокompозитов (так же, как и магнитосопротивления) при термическом воздействии зависит от материала матрицы [24].

В работе [49] было изучено влияние технологии получения нанокompозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ на их МО свойства. Автор обнаружил существенное отличие МО-отклика объемных “bulk” композитов от отклика послойно нанесенных нанокompозитов. Они объясняют это тем, что микроструктура послойно напыленных композитов значительно отличается от микроструктуры объемных “bulk” нанокompозитов, и что, как размер, так и форма гранул в нанокompозитном слое зависят от его толщины.

Целью данной работы было исследование влияния технологических параметров: атмосферы напыления и отжига на магнитооптические свойства нанокompозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$.

Для этого были исследованы спектральные, полевые и концентрационные зависимости для серий нанокompозитных образцов:

- $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$, полученных в среде Ar,
- $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$, полученных в среде Ar+N₂,
- многослойных структур $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$, напыленных послойно в атмосфере Ar и Ar+N₂

в широкой области концентрации ферромагнитной компоненты ($17.9 < x < 67.2$ ат. %).

ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

2.1. Магнитооптические эффекты

Магнитооптика — раздел оптики, который изучает явления, возникающие при взаимодействии оптического излучения с веществом, находящимся в магнитном поле [50]. Наличие магнитного поля не только изменяет дисперсионные кривые коэффициента поглощения и показателя преломления, но и приводит к появлению или изменению оптической анизотропии среды. Подобное изменение свойств среды сказывается и на изменении свойств света, взаимодействующего с веществом. Большинство магнитооптических эффектов является прямым или косвенным следствием расщепления уровней энергии системы (снятие вырождения) во внешнем магнитном поле. Непосредственно это расщепление проявляется в эффекте Зеемана — расщеплении в магнитном поле спектральных линий оптических переходов.

Магнитооптические эффекты в ферромагнетиках можно классифицировать различными способами (рис. 2.1). Можно разделить их на эффекты, наблюдаемые на проходящем через активную среду, и на эффекты влияния на отраженный свет (к эффектам на отражение можно отнести различные геометрии эффекта Керра, а к эффектам на прохождение - эффект Фарадея и эффект Фохта). Можно также разделить магнитооптические эффекты на продольные и поперечные по характеру распространения света относительно вектора \mathbf{M} намагниченности среды. К продольным относится эффект Фарадея и эффекты при полярном и меридиональном намагничивании, к поперечном — эффект Фохта и эффекты при экваториальном намагничивании.

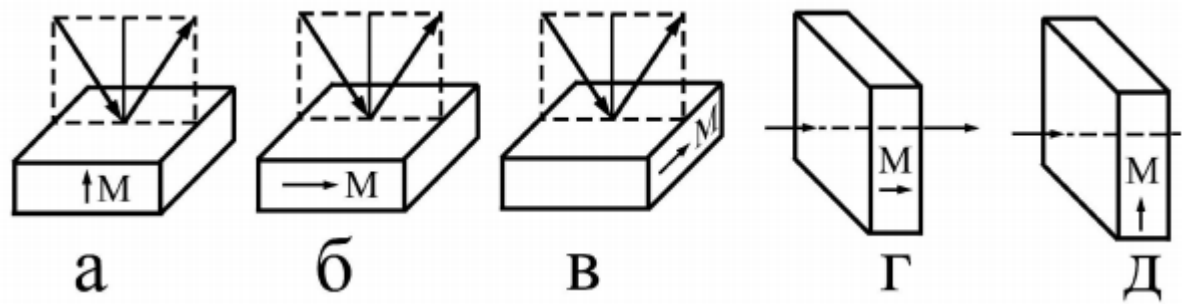


Рисунок 2.1 - Классификация магнитооптических эффектов в ферромагнетиках

Эффекты отражения:

- а — полярное намагничивание (полярный эффект Керра),
- б — меридиональное намагничивание (меридиональный эффект Керра),
- в — экваториальное (поперечное) намагничивание (экваториальный эффект Керра),

Эффекты на прохождение:

- г — продольное намагничивание, эффект Фарадея,
- д — поперечное намагничивание, эффект Фохта.

Для магнитооптического исследования применялся ЭЭК, который состоит в изменении интенсивности и сдвиге фазы линейно поляризованного света, отраженного от образца, намагниченного в плоскости, перпендикулярной плоскости падения света. При этом вектор магнитного поля приложен параллельно плоскости образца и перпендикулярно плоскости падения света. Влияние величины намагниченности на интенсивность отраженной p -поляризованной волны наглядно видно при измерении относительного изменения интенсивности отраженного света

$$\delta = \frac{I(H) - I(0)}{I(0)},$$

где $I(H)$ и $I(0)$ интенсивности отраженного света при приложении поля и без него соответственно. Изменение интенсивности отраженного света δ

при намагничивании ФМ образца в случае p -поляризованной волны может быть записано в виде:

$$\delta = (a\varepsilon'_1 + b\varepsilon'_2) \frac{2 \sin 2\varphi}{a^2 + b^2} [50],$$

где φ – угол падения света, $a = \varepsilon_2(2\varepsilon_1 \cos^2 \varphi - 1)$, $b = \cos^2 \varphi(\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2 + 1) + \varepsilon_1 - 1$; ε_1 , ε_2 и ε'_1 , ε'_2 – действительная и мнимая части диагональной и недиагональной компонент тензора диэлектрической проницаемости

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & i\varepsilon' & 0 \\ -i\varepsilon' & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}.$$

При этом $\varepsilon_1 = n^2 - k^2$, $\varepsilon_2 = 2nk$, где n и k коэффициенты преломления и поглощения соответственно.

2.2. Измерительная установка

Для измерения величины эффекта 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 $\sim 10^{-5}$. Принципиальная схема установки приведена на рисунке 2.2.

Свет от галогенной лампы 1 проходит через монохроматор 2 (ДМР-4), на котором можно установить определённую длину волны. Далее с помощью поляризатора 3 (призмы Глана) выделяется p -компонента, свет проходит через линзу 4 и фокусируется на образце 5, помещённом в переменное магнитное поле, создаваемое электромагнитом 6. Отражённый свет направляется зеркалом 7 и линзой 8 в окошко фотоприёмника 9. В зависимости от длины волны приёмником служит фотоэлектронный

умножитель (ФЭУ) Hamamatsu (для больших частот) или фотосопротивление PbS (для малых).

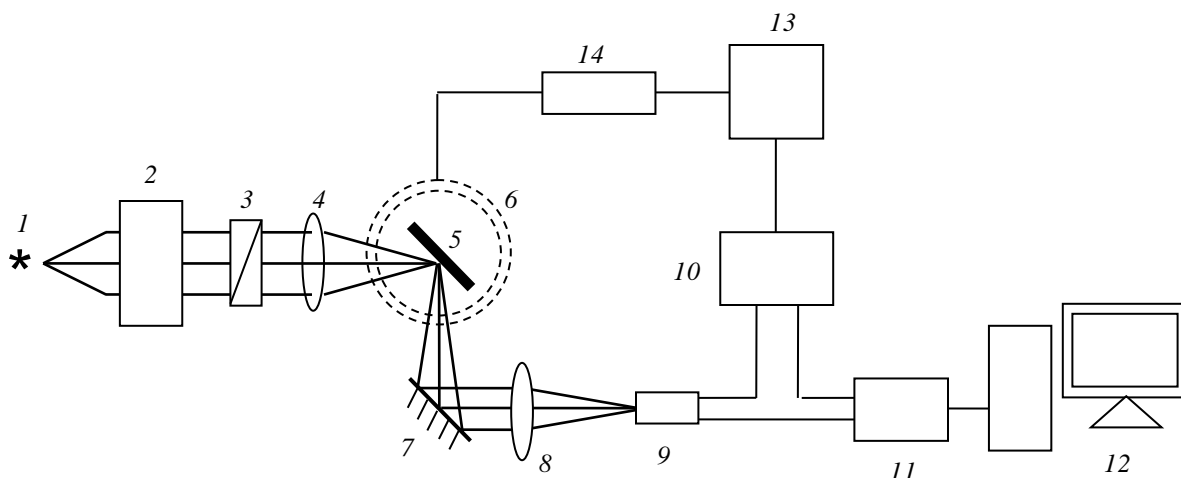


Рисунок 2.2 - Принципиальная схема установки. 1 — галогенная лампа; 2 — монохроматор; 3 — поляризатор; 4, 8 — линзы; 5 — образец; 6 — электромагнит; 7 — зеркало; 9 — фотоприёмник (ФЭУ или PbS); 10 — селективный усилитель-преобразователь; 11 — АЦП; 12 — на ЭВМ; 13 — фотогенератор; 14 — усилитель. На выходе фотоприёмника формируются две составляющие сигнала: постоянная $I_{\text{пост.}}$ и переменная $I_{\text{пер.}}$. Первая пропорциональна интенсивности отражённого света, вторая — изменению интенсивности при перемагничивании.

Переменная составляющая усиливается и преобразуется на селективном усилителе-преобразователе 10 (SR-530 для ФЭУ или УПИ-2 для PbS). Данные с фотоприёмника и селективного усилителя поступают через АЦП 11 на ЭВМ 12.

Опорный сигнал на селективный усилитель подаётся от звукового генератора 13 (GAG-810). Этот же генератор через усилитель 14 (100У-101) питает электромагнит 6.

Программа ЭВМ производит усреднение и вычисляет величину ЭЭК, которая определяется соотношением:

$$\delta = \frac{I_{неп.}}{I_{пост.}} 10^{-k},$$

где k — коэффициент усиления усилителя.

Также с ЭВМ через АЦП связаны монохроматор 4, усилитель 14 и термопары (используемые при температурных измерениях), что позволяет программе регистрировать значения длины волны света, напряжённости магнитного поля и температуры.

В ходе работы были проведены измерения спектральных, и полевых зависимостей ЭЭК в диапазоне энергий от 0,5 до 4 эВ, в магнитных полях напряжённостью до 3 кЭ и при комнатной температуре.

Ошибка установки угла падения составляла около $0,5^{\circ}$, угол падения определялся по шкале, на которую направлялся отражённый пучок. Точность сходимости пучка падающего света $1,5^{\circ}$.

Можно считать, что величина суммарной погрешности измерений не превышает 4%. Минимальная величина ЭЭК, регистрируемая установкой, составляет $2 \cdot 10^{-5}$.

ГЛАВА 3. ОБРАЗЦЫ

3.1. Получение образцов

Система $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ представляет собой наноразмерные частицы сплава CoFeZr, внедренные случайным образом в диэлектрическую матрицу Al_2O_3 . Данные образцы были получены в Воронежском государственном техническом университете методом ионно-лучевого распыления составной мишени на ситалловых подложках [51, 52]. Толщина образцов после напыления составляла 2.8-9.4 мкм.

Напылительная установка (рис. 3.1) была спроектирована на кафедре ФГТ Воронежского Государственного Технического Университета доктором физ.-мат. наук А.В. Ситниковым.

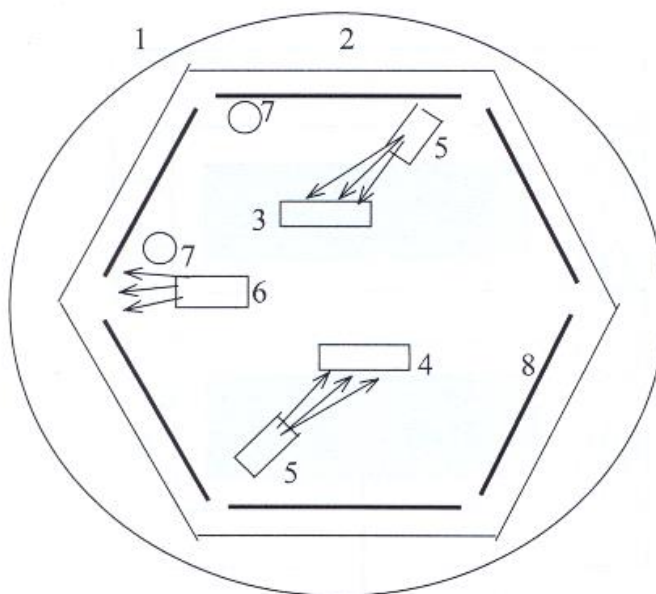


Рисунок 3.1 - Схема многофункциональной установки ионно-лучевого напыления. 1 - вакуумная камера; 2 - вращающийся подложко-держатель; 3,4 - водоохлаждаемая мишень; 5 - источник ионно-лучевого распыления; 6 - источник ионного травления; 7 - компенсатор; 8 – подложка.

По периметру вакуумной камеры 1 расположен подложкодержатель 2, который закреплен на оси и может совершать вращение со скоростью от 0.01 до 2 об/мин. На подложкодержателе 2 закреплено шесть подложек 7 размером 200×200 мм².

Источник ионно-лучевого распыления (рис. 3.2) представляет магнитную систему, состоящую из постоянных магнитов 1 и корпуса магнитопровода 2. Магнитная система создает большую напряженность магнитного поля (~ 80 кА/м) в магнитном зазоре 3. К аноду 4 приложено высокое положительное смещение (1-5 кВ). Перпендикулярная конфигурация магнитного и электрического полей в области магнитного зазора 3 приводит к возникновению самостоятельного тлеющего разряда.

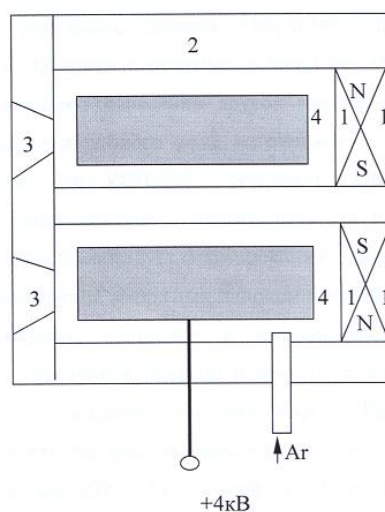


Рисунок 3.2 - Схема источника ионно-лучевого распыления. 1 - постоянный магнит; 2 - корпус-магнитопровод; 3 - магнитный зазор; 4 – анод

3.2. Описание образцов

В настоящей работе были исследованы полученные на данной установке наногетерогенные системы $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ и многослойные гетерогенные системы $\{[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}] / [(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x} + \text{N}_2]\}_{300}$.

Изготовителем были произведены три серии образцов, отличающиеся технологией получения и атмосферой в распылительной камере (см. Таблицу 1).

Номер системы при изготовлении	Состав композита	Атмосфера в расп. камере	Диапазон концентраций ФМ фазы исследуемых образцов x, ат. %
969	$(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$	Ar	17,9 – 66,8
970	$(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$	Ar+N ₂	18,0 – 67,2
971	$\{[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}] / [(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x} + \text{N}_2]\}_{300}$	Ar/Ar+N ₂	18,3 – 60,7

Таблица 1

Рост композитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ первой серии осуществлялся в среде Ar, рост композитов второй серии осуществлялся в среде Ar при добавлении 35 парциальных % N₂.

Получение многослойных гетерогенных структур из третьей серии было осуществлено по следующей технологии [53]. В течении 47 секунд производилось напыление композита $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ в атмосфере Ar, затем 15 секунд в атмосфере аргона с добавлением азота. Толщина прослойки композита осажденного в атмосфере аргона была ≈ 10 нм и $\approx 2,5$ нм в атмосфере Ar + N₂.

Добавка циркония в состав наших образцов к ферромагнитным атомам кобальта и железа объясняется потребностью в стабилизации общей аморфной структуры ферромагнетика $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$, устойчивой при

комнатной температуре. Выбор материала матрицы (Al_2O_3) объясняется тем, что он термически стабилен в широкой области температур.

Также для исследования влияния термомагнитной обработки на магнитную структуру композитов и многослойных пленок был проведен отжиг для половины образцов каждой системы.

Термомагнитная обработка проводилась в вакууме при давлении остаточных газов не больше 10^{-3} Торр, при температуре отжига $400\text{ }^\circ\text{C}$ в течении 30 минут. Магнитное поле 2500 Э ориентировалось в плоскости пленки перпендикулярно длинной стороне образца. Температура отжига была выбрана исходя из того, что данное тепловое воздействие не должно приводить к существенному изменению структуры композита, так как она существенно ниже температуры Кюри и температуры кристаллизации аморфного сплава $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$.

ГЛАВА 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Магнитооптические свойства нанокomпозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$, полученных в атмосфере аргона

4.1.1. Полевые зависимости

На рисунке 4.1 представлены полевые зависимости ЭЭК нанокomпозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ для различных значений концентрации ФМ-компоненты x . Можно заметить, что с ростом концентрации происходит смена знака эффекта. Эффект меняет знак с отрицательного на положительный при $x \approx (29-33)$ ат. %. При этом видно, что величина эффекта также растет с ростом соотношения металлической фазы до $x \approx 50\%$, затем снова уменьшается.

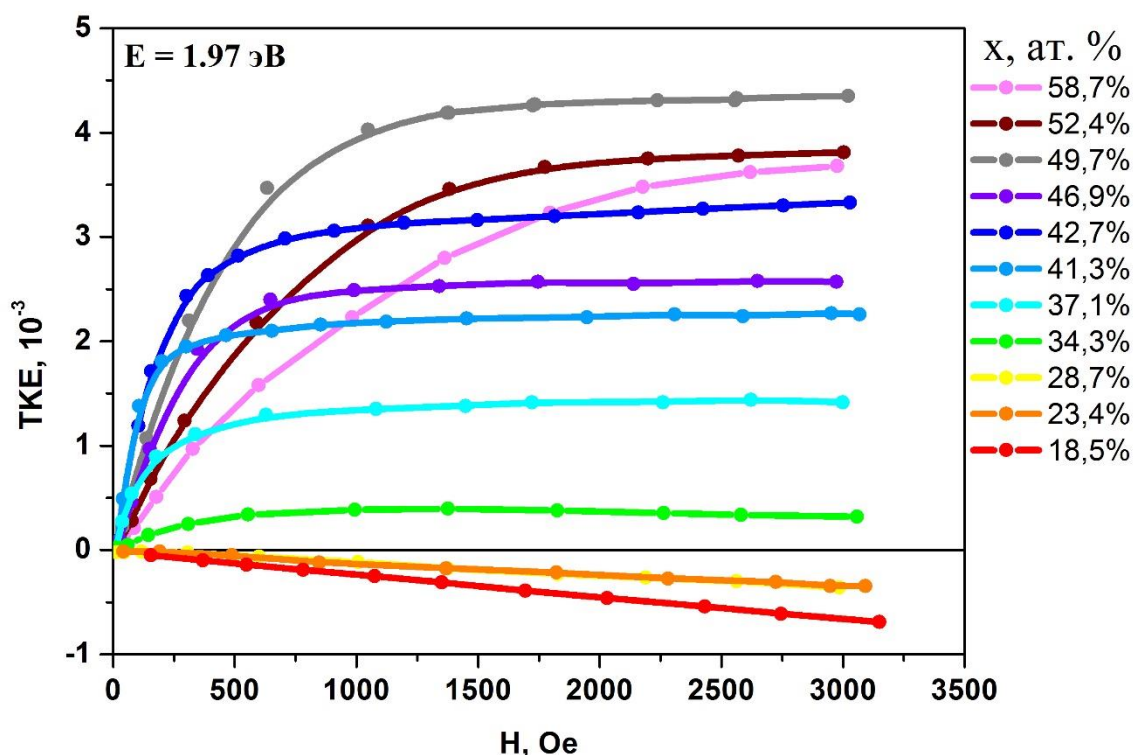
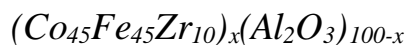


Рисунок 4.1 - Полевые зависимости ЭЭК нанокomпозитов



На рисунке 4.2 представлены полевые зависимости ЭЭК, нормированные на значение эффекта в максимальном поле. Измерение полевой зависимости ЭЭК показывает какой магнитный порядок существует в нанокompозите. Так, с (18-29) ат.% наблюдается четкая линейная зависимость от поля вплоть до 3.5 кЭ, при 34 ат.% кривая намагничивания приобретает аномальный вид. После при $x > 37$ ат.% зависимости ЭЭК (H) принимают вид кривой намагничивания ферромагнетика. Значение 37 ат.% соответствует значению порога перколяции, что наблюдалось в электрических исследованиях [26]. В поле 1.5 кЭ достигается насыщение для большинства значений концентраций, но при $x \geq 49$ ат.% образцы становятся более магнитожесткими, что можно заметить по увеличению поля насыщения на графике.

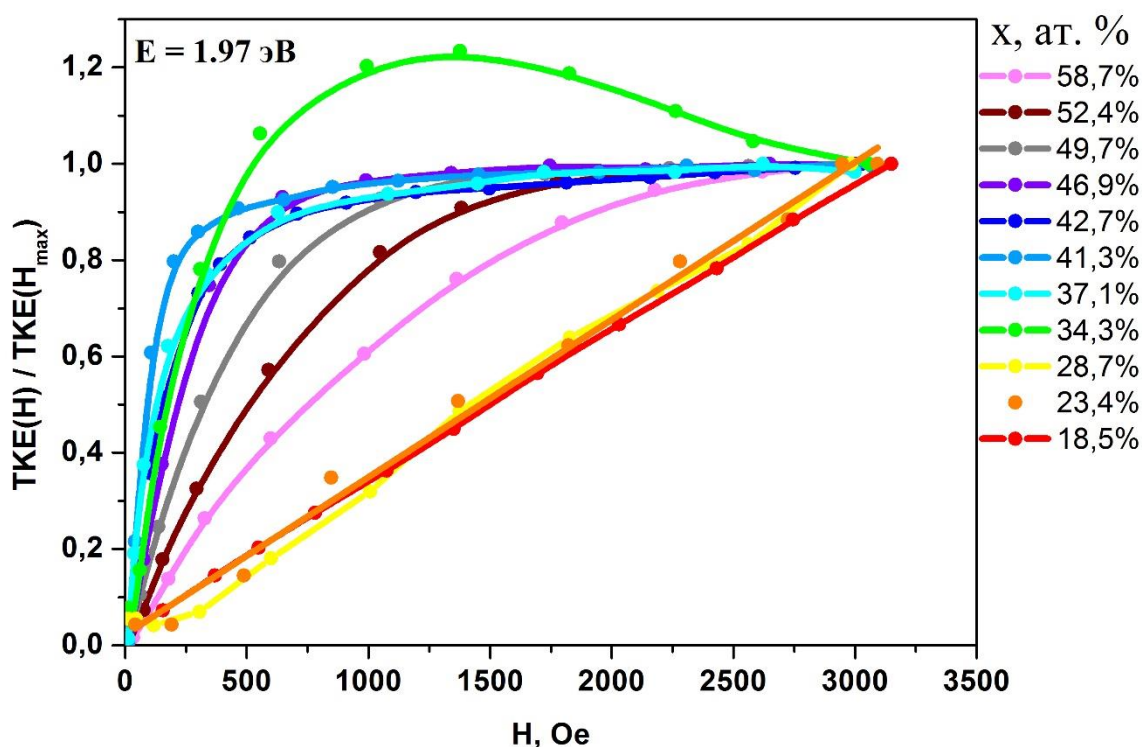


Рисунок 4.2 - Нормированные полевые зависимости ЭЭК нанокompозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$

Всю область концентраций можно разделить на три группы, соответствующие различным процессам намагничивания. Первая группа образцов находится в доперколяционной области. Их линейные полевые зависимости соответствуют суперпарамагнитному поведению. Для второй группы образцов характерны аномальные кривые полевых зависимостей. Порог перколяции приходится на их область концентраций. Наноконпозиты из третьей группы проявляют ферромагнитный характер намагничивания. Они выходят в область насыщения в малых полях.

Из такого поведения полевых зависимостей можно представить процессы изменения внутренней микроструктуры сплава при изменении соотношения магнитной и диэлектрической фаз. В сплавах из первой группы металлическая часть представляет собой отдельные и не взаимодействующие между собой области с поведением, близким к суперпарамагнетику. По мере роста количества и/или размера этих областей, становится возможным их сближение, и, соответственно, увеличивается общий ФМ вклад в отклик.

Далее, вторая группа сплавов намагничивается как сумма ФМ кластеров и некоторого количества суперпарамагнитных включений небольшого размера. Мы знаем, что в наноконпозитах знак вклада этих подгрупп в ЭЭК в зависимости от длины волны излучения может быть разным.

Наконец, наноконпозиты с наибольшими концентрациями намагничиваются как единый ферромагнитный кластер.

Для образца с $x=34.3$ ат.% обнаружена аномальная полевая зависимость ЭЭК (H). Аномальная кривая складывается из двух слагаемых: вклада ферромагнитной и суперпарамагнитной фаз, при этом эти фазы при данной длине волны вносят вклады с противоположными знаками. Таким образом, в малых полях сначала насыщаются крупные ферромагнитные кластеры CoFeZr, затем при дальнейшем увеличении магнитного поля намагничивается суперпарамагнитная фаза,

представляющая остальной наноккомпозит в целом. Это приводит к уменьшению величины суммарного МО отклика и к соответствующему виду кривой полевой зависимости. Можно сказать, мы наблюдали промежуточное состояние - переход от суперпарамагнитного к ферромагнитному через т.н. суперферромагнитное состояние (СФМ). Ранее [54] СФМ наблюдали для многослойных систем, полученных последовательным напылением тонких слоев металла и диэлектрика.

4.1.2. Спектральные зависимости

Изменения в микроструктуре проявляются также и в спектральных зависимостях. На рисунке 4.3 представлены спектральные зависимости системы $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$.

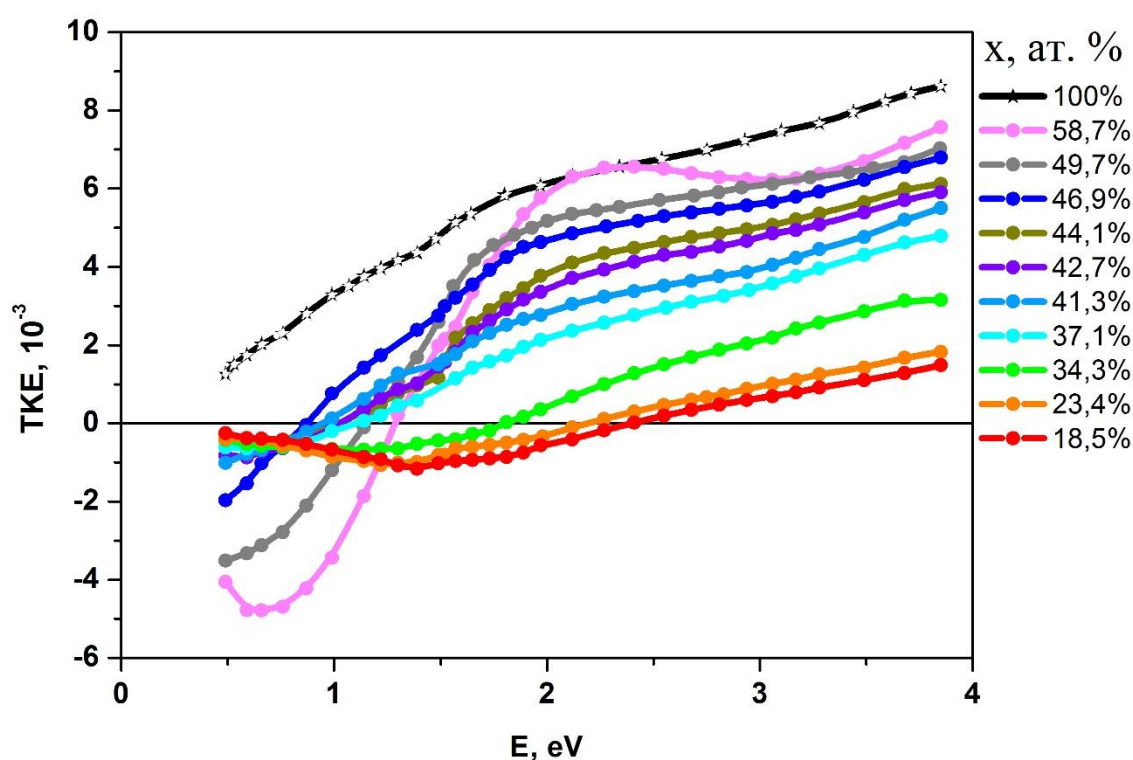


Рисунок 4.3 - Спектральные зависимости ЭЭК наноккомпозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$

Эти спектры отличаются от спектра чистого CoFeZr как по величине, так и по виду, особенно в ближней ИК области. В отличие от того, что видели раньше в системе $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$, $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ [55], в данной системе мы не видим резкого увеличения эффекта в ближней ИК области для малых концентраций. Магнитная перколяция начинается чуть раньше электрической, и в системах с резким перколяционным переходом они практически совпадают. Как только перколяционный переход становится размытым, мы четко можем увидеть разделение магнитной и электрической перколяции, и область аномальных поведений МО отклика расширяется.

При росте концентрации ФМ компоненты эффект начинает расти в область положительных значений, причем положение нулевых точек смещается в сторону меньших энергий.

Для больших концентраций формируется еще один отрицательный пик в ИК области в районе 0.76 эВ.

4.1.3. Концентрационные зависимости

Присутствие особенностей в структуре нанокompозита делает зависимость ЭЭК от концентраций нелинейной (рис. 4.4). При энергии 1.97 эВ наблюдается смена знака эффекта. Для энергии 0.49 эВ можно увидеть изгибы при концентрациях 29 и 37 ат. %, что подтверждает определенный ранее перколяционный переход. Такое поведение зависимости концентраций можно связать с изменением микроструктуры нанокompозитов.

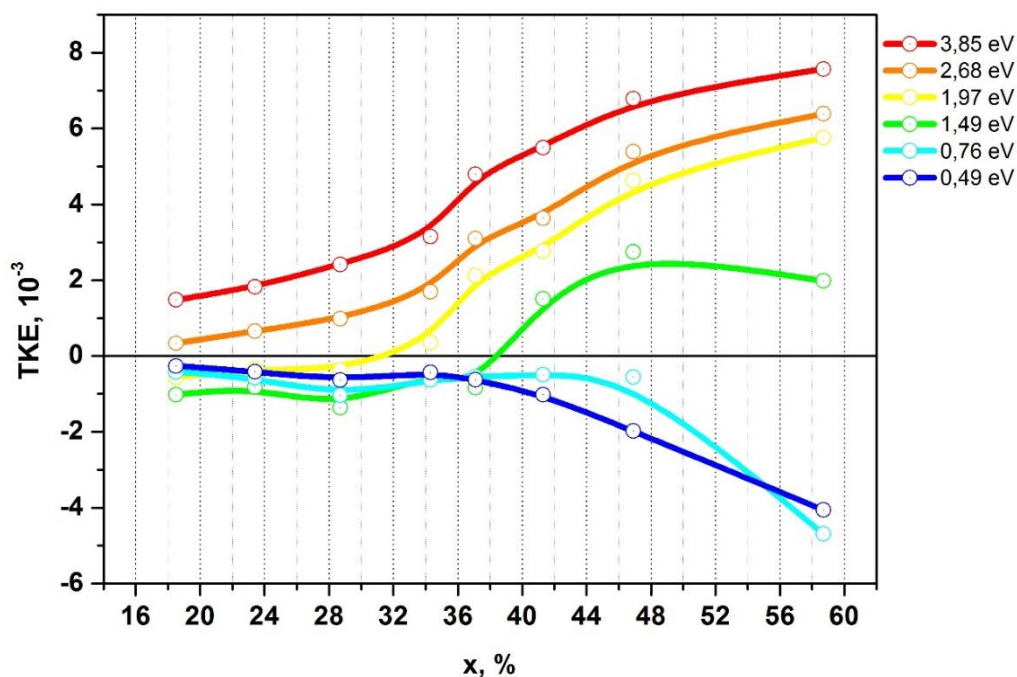


Рисунок 4.4 - Концентрационные зависимости ЭК нанокomпозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$

4.2. Магнитооптические свойства нанокomпозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$, полученных в атмосфере аргона с добавлением азота

В данном разделе приведены результаты исследования спектральных и полевых зависимостей для системы $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$, полученной в атмосфере аргона + N₂.

4.2.1. Полевые зависимости

Исследование полевых зависимостей показало, что вид кривых ЭК (H) зависит, не только от концентрации ФМ компоненты, но и от длины волны падающего излучения. На рисунке 4.5 приведены полевые зависимости ЭК(H) для системы $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$, измеренные для разных длин волн.

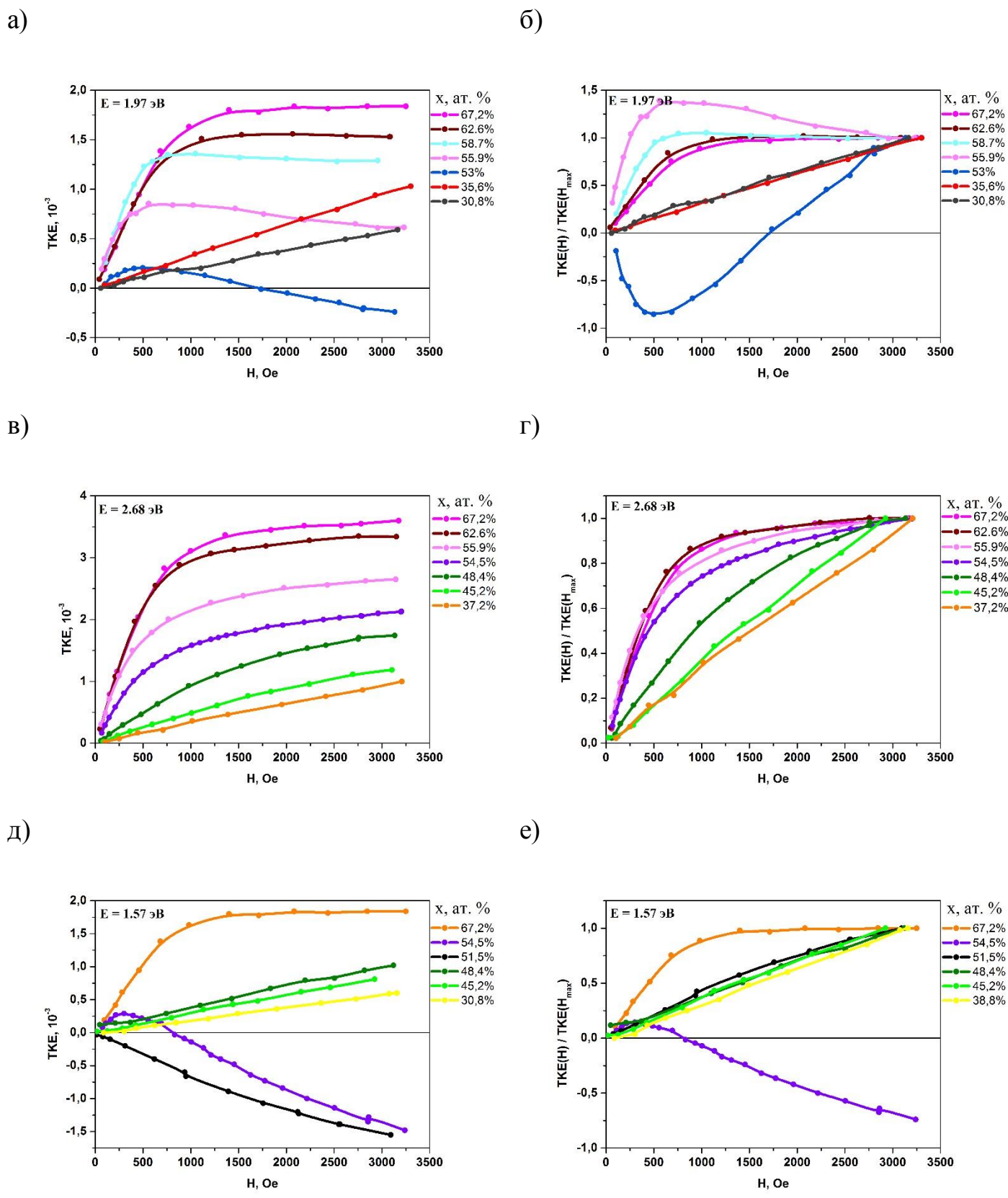


Рисунок 4.5 - Полевые и соответствующие нормированные полевые зависимости ЭК нанокмпозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$, полученных в

атмосфере аргона с добавлением азота для $E = 1.97$ эВ (а, б), 1.57 эВ (в, г), 2.68 эВ (д, е)

Для этой системы мы смогли зарегистрировать эффект только с $x \geq 30$ ат.%, тогда как для предыдущей системы эффект наблюдался уже при 18 ат. %.

Отклонение от линейной зависимости наблюдается при концентрации $x \geq 48$ ат.%. при $E=2.68$ эВ. В области концентраций $48.4 < x < 54.5$ ат.% наблюдается появление аномального вида полевых зависимостей в ближней ИК области. Также в области энергий $E < 2$ эВ можно видеть смену знака для кривых ЭЭК (Н).

4.2.2. Спектральные зависимости

Добавление азота в атмосферу к аргону при получении образцов привело к изменению вида и величины спектральных зависимостей ЭЭК.

Наблюдается появление (на рис. 4.6) локального максимума в области $0.76-1.5$ эВ, при увеличении концентрации ФМ фазы этот максимум смещается в сторону меньших энергий. Величина эффекта при энергиях $E > 1,8$ эВ уменьшилась по сравнению с предыдущей системой в 1.5-2 раза. В ближней ИК области для всех образцов наблюдался отрицательный МО отклик.

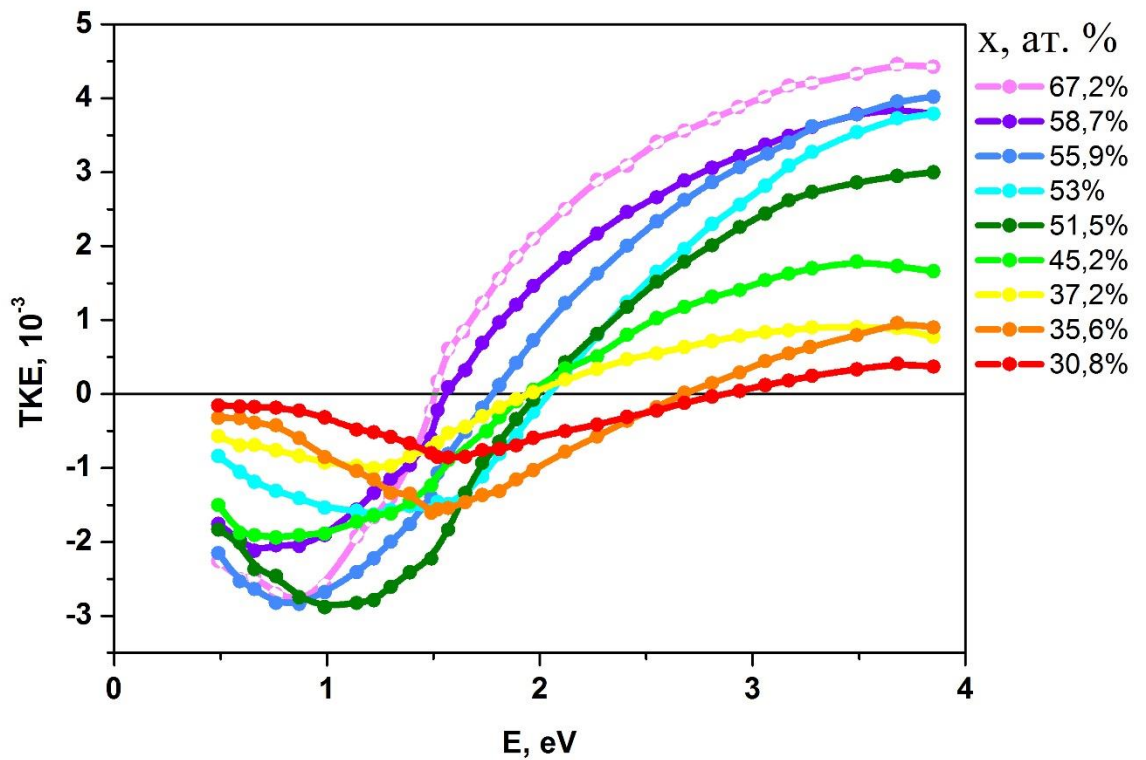


Рисунок 4.6 - Спектральные зависимости ЭЭК нанокomпозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$, полученных в атмосфере аргона с добавлением азота

4.2.3. Концентрационные зависимости

Концентрационные зависимости ЭЭК для данной системы представлены на рисунке 4.7. Наблюдается несколько локальных максимумов на концентрационной кривой, и их положение зависит от длины волны падающего света.

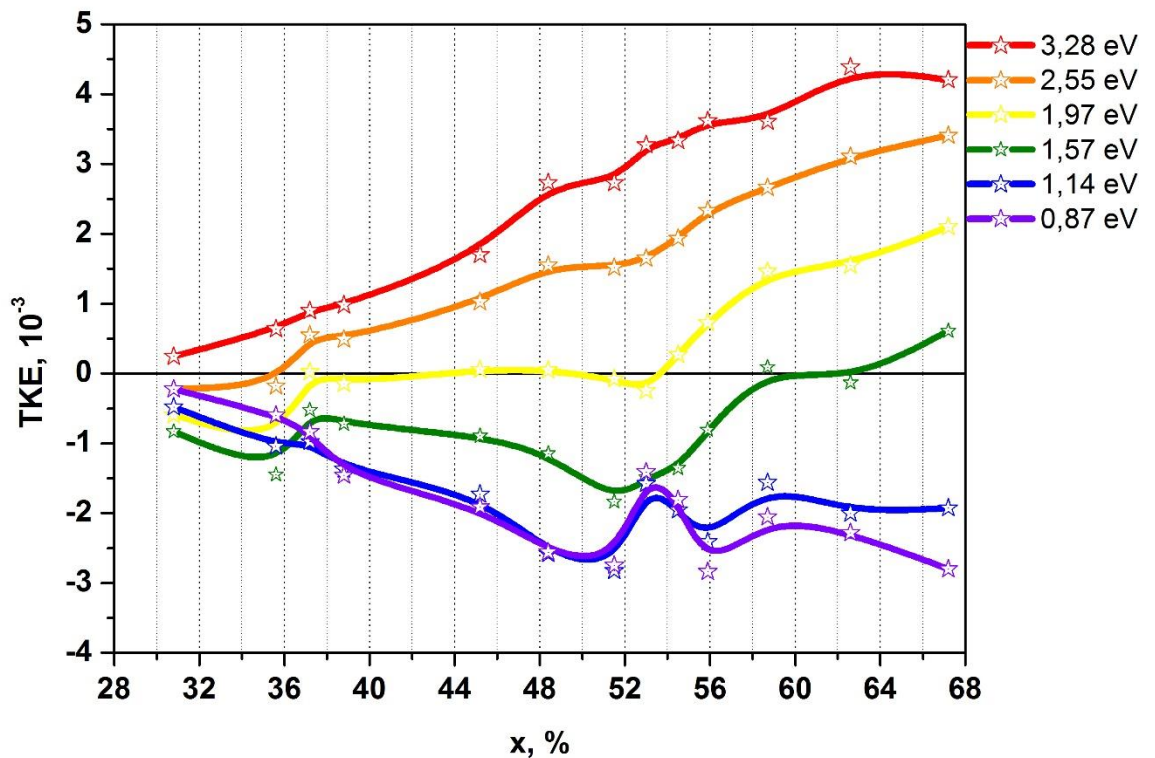


Рисунок 4.7 - Концентрационные зависимости ЭК нанокompозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$, полученных в атмосфере аргона с добавлением азота

4.3. Магнитооптические свойства отожженных нанокompозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$, полученных в атмосфере аргона с добавлением азота

В следующем разделе представлены результаты исследования МО свойств для системы $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$ после отжига при $400^\circ C$ в магнитном поле 2500 Э.

4.3.1. Полевые зависимости

На рисунке 4.8 представлены полевые зависимости ЭК для отожженных образцов системы $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$. Наблюдается несколько особенностей в виде кривых зависимостей.

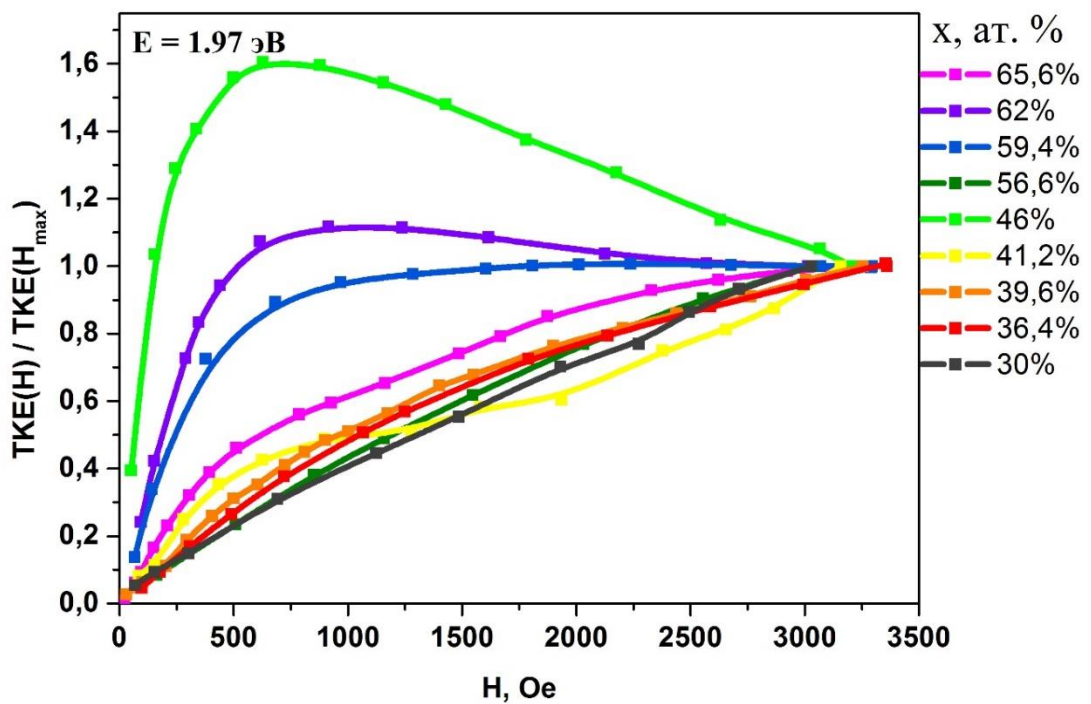
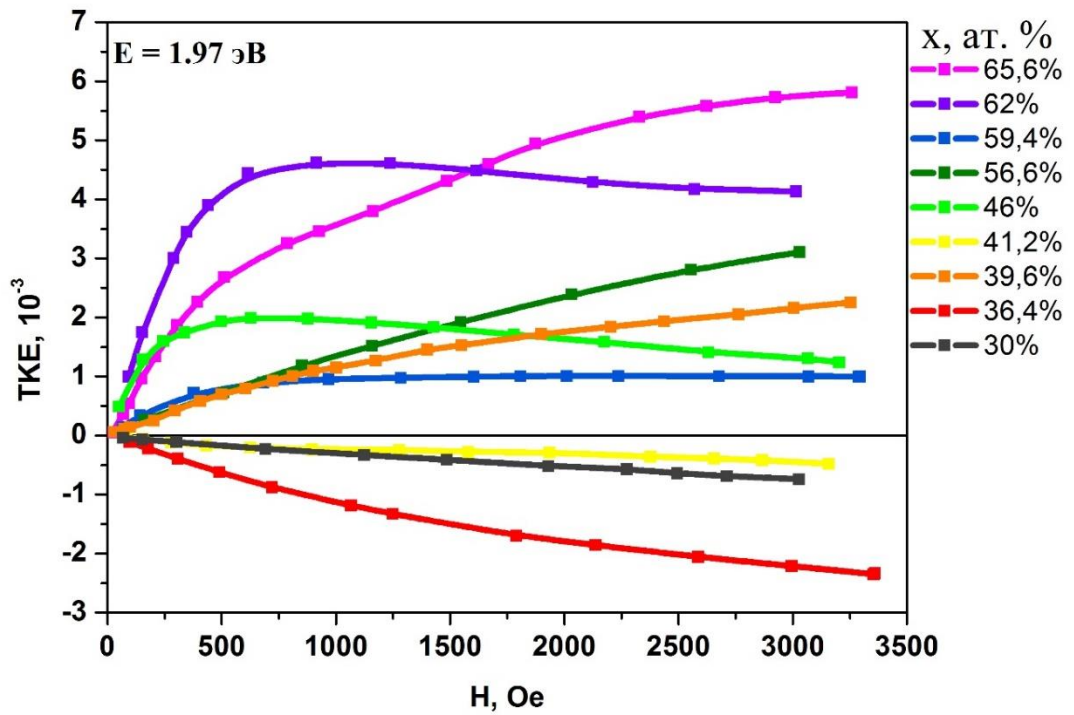


Рисунок 4.8 (а,б) - Полевые и соответствующие нормированные полевые зависимости ЭЭК нанокмпозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$

Например, видно, что при $x \leq 41.2$ ат.% наблюдается линейная зависимость ЭЭК (Н). При $x=46$ ат.% зависимость принимает аномальный характер. Далее, при $x=56,6$ ат.% зависимость снова становится похожа на промежуточное состояние между линейной и ферромагнитной, при $x=62$ ат.% зависимость аномальная, и при $x \geq 65$ ат.% наблюдаются ферромагнитные кривые намагничивания.

Можно сказать, что область концентраций в которой наблюдаются аномальные полевые зависимости ЭЭК(Н) увеличилась в результате отжига до диапазона концентрации магнитной фазы $41.2 < x < 65$ ат.%.

Наличие азота в процессе изготовления нанокompозитов влияет на характер и величину ЭЭК. Возможно, что это связано с появлением нитридных оболочек (из соединений Co, Fe и Zr с азотом) вокруг гранул CoFeZr. Вклад от таких оболочек должен расти с ростом x . Эти оболочки создают дополнительный барьер между гранулами и в области больших концентраций мы видим уже нанокompозит более сложного состава, с другой микроструктурой. Для выяснения этого вопроса нужны дополнительные исследования.

4.3.2. Спектральные зависимости

Во всей области концентраций наблюдалось усиление МО отклика в результате отжига. В области больших и в области малых концентраций влияние термомагнитного отжига было разным: в области малых концентраций характер кривых менялся незначительно (рис. 4.9). И в этой области концентраций рост эффекта, вероятно, связан с увеличением размера гранул. С ростом x наиболее сильные изменения величины ЭЭК после отжига наблюдались в видимой области спектра. В отожженных образцах мы наблюдаем появление новой особенности, с максимумом в районе 1,7 эВ для больших концентраций ФМ компоненты x , при уменьшении концентрации он смещается в сторону больших энергий. Такое поведение также, возможно, связано с образованием новых

нитридных оболочек вокруг гранул CoFeZr. Для подтверждения этого вывода требуются дополнительные исследования методами элементно-селективного анализа.

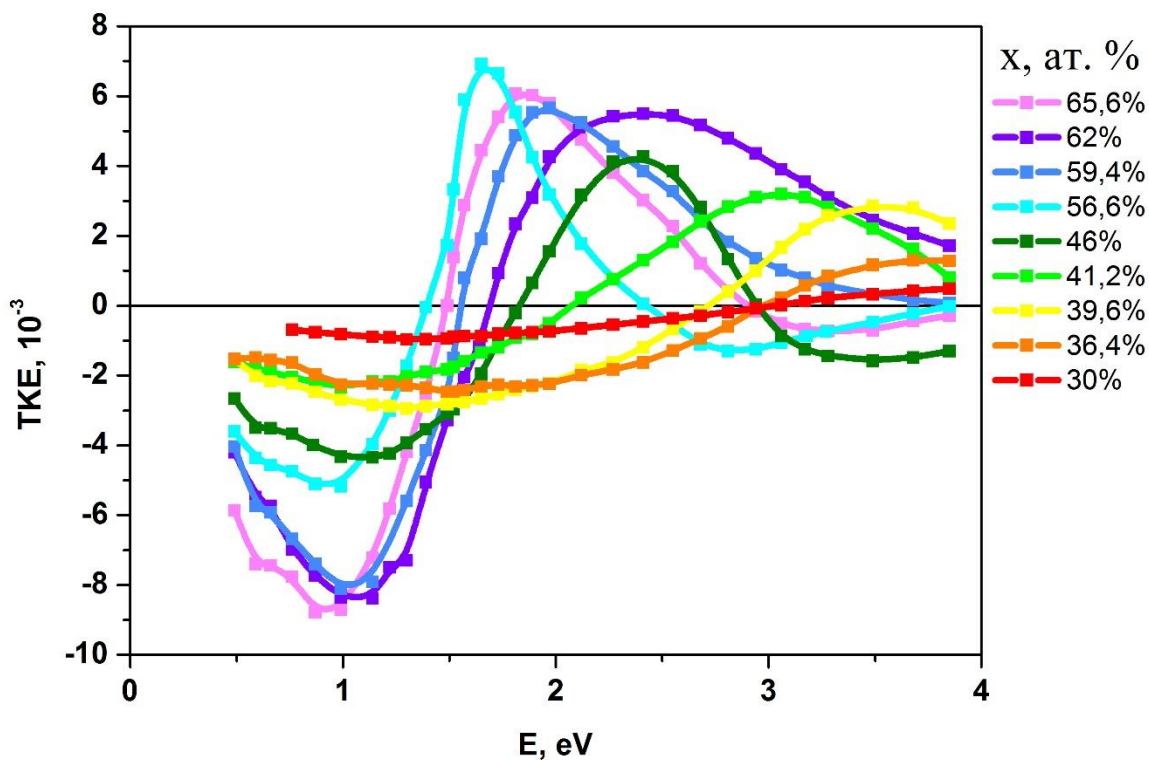


Рисунок 4.9 - Спектральные зависимости ЭЭК нанокмпозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$

4.4. Магнитооптические свойства мультислойных систем $\{[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}]/[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}+N_2]\}_{300}$, полученных в атмосфере аргона с добавлением азота

4.4.1. Полевые зависимости

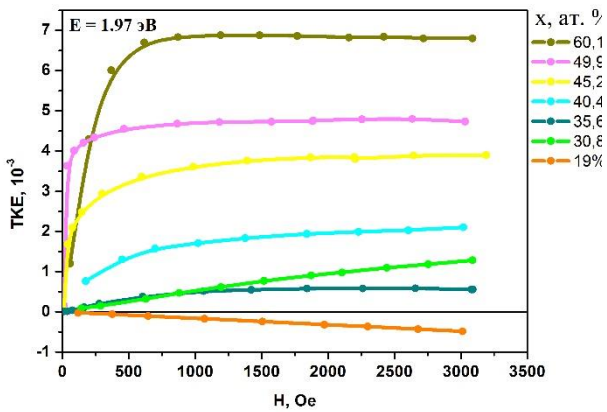
В ряде работ [57-60] сообщается о наличии значительной перпендикулярной магнитной анизотропии образцов некоторых составов, расположенных выше порога перколяции. Структурные исследования показывают наличие столбчатой структуры в композите $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$ в перпендикулярном направлении к плоскости

пленок, которая формируется в процессе изготовления. Авторы связывают наличие анизотропии со структурными неоднородностями в перпендикулярном к плоскости пленки направлении.

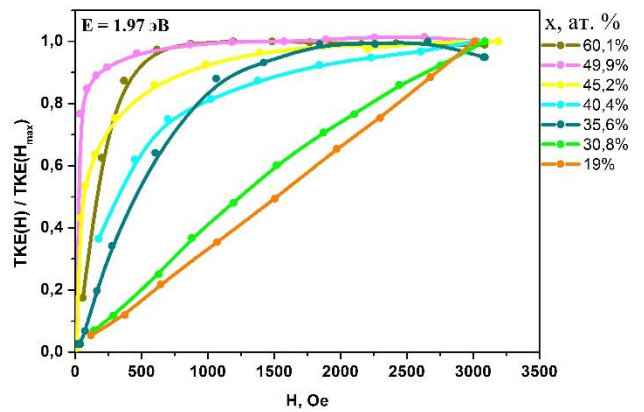
В связи с этим, было предложено ограничить рост столбчатой структуры пленки за счет формирования прослоек из композита, полученного в среде активного газа. В данной части представлены полевые и спектральные зависимости ЭЭК полученных многослойных гетерогенных структур.

На рисунке 4.10 представлены полевые зависимости ЭЭК некоторых составов многослойного нанокompозита $\{[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}]/[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}+N_2]\}_{300}$. Видно, что кривые композитов полученных при таком распылении были более магнитомягкими, чем у композитов двух предыдущих систем, напыленных в атмосфере чистого Ar и в атмосфере Ar + N₂. Так, при бóльших концентрациях $x > 50$ ат.% кривые характеризуются малыми полями выхода в насыщение ≈ 400 Э.

а)



б)



в)

г)

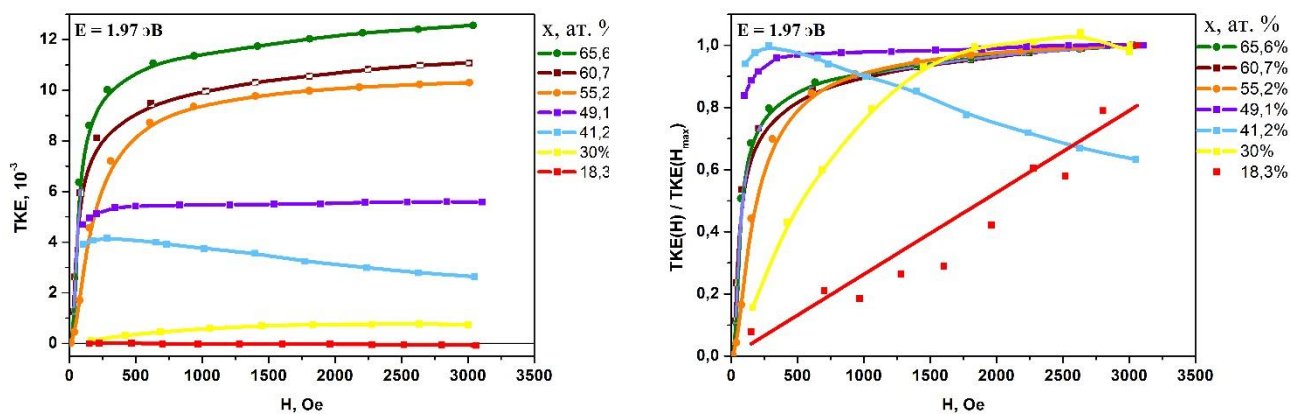


Рисунок 4.10 - Полевые и соответствующие нормированные полевые зависимости ЭЖ для исходных (а, б) и отожженных (в, г) мультислойных нанокompозитов $\{[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}]/[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}+N_2]\}_{300}$

Ранние исследования [57-60] магнитных свойств этих многослойных систем показало отсутствие у них перпендикулярной магнитной анизотропии, свойственной для композитов данной системы в области высокой концентрации металлической фазы.

4.4.2. Спектральные зависимости

Также интересно посмотреть, как формирование прослоек проявляется на спектральных зависимостях.

На рисунке 4.11 представлены спектральные зависимости ЭЖ мультислойных нанокompозитов $\{[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}]/[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}+N_2]\}_{300}$ для некоторых концентраций. Можно заметить, что вид этих зависимостей напоминает аналогичные зависимости, полученных для системы, напыленной в атмосфере чистого Ar (см. рис.3). Кривые для концентраций $x=19, 30.8, 40.4$ ат.% сильно похожи по виду и величине. Для более высоких концентраций $x=49.9, 60.1$ ат.% кривые схожи в области положительных энергий, и исчез локальный максимум в области отрицательных энергий.

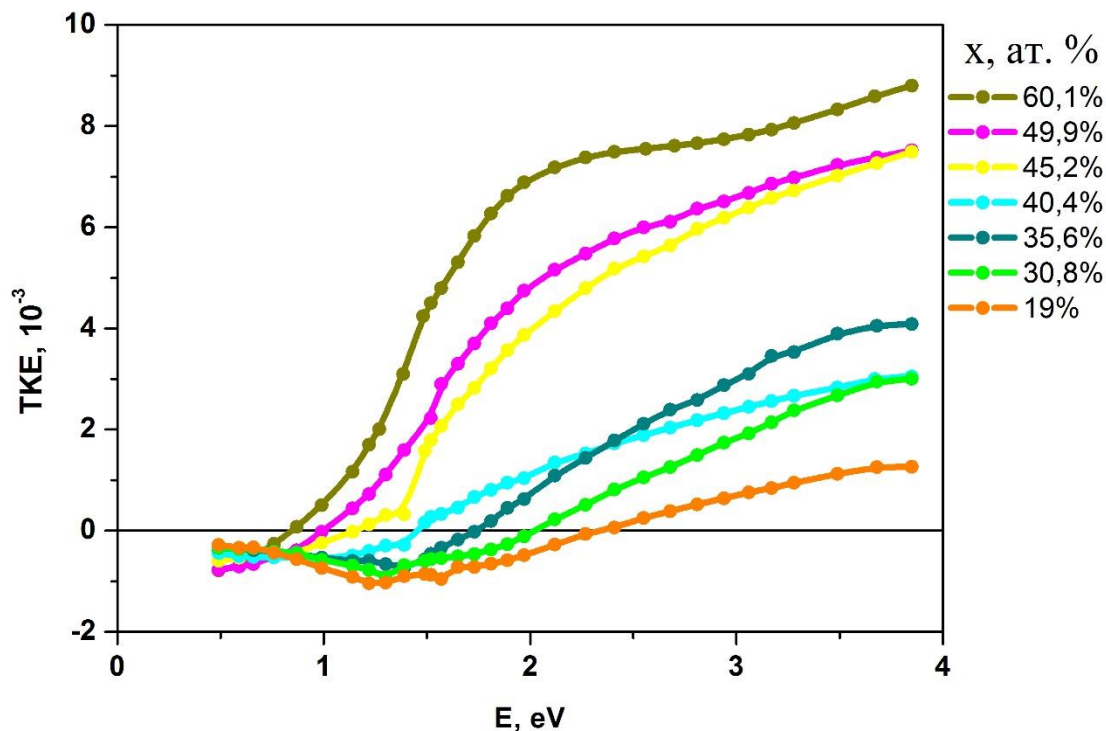


Рисунок 4.11 - Спектральные зависимости ЭЭК мультислойных наноконкомпозитов $\{[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}]/[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}+N_2]\}_{300}$

Бóльшая схожесть с системой, полученной в чистом Ar, объясняется тем, что в процесс электропереноса в многослойных гетерогенных структурах основной вклад вносят слои композита полученного в отсутствие реактивного газа.

Спектральные зависимости (рис. 4.12) мультислойных наноконкомпозитов $\{[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}]/[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}+N_2]\}_{300}$, полученных после термомагнитного отжига, аналогично (рис. 9) характеризуются увеличением МО отклика в области больших концентраций. Появляется максимум в районе 1.9-2.5 эВ, перемещающийся в область больших энергий при уменьшении концентрации ФМ фазы, и формируется отрицательный пик в ближней ИК области.

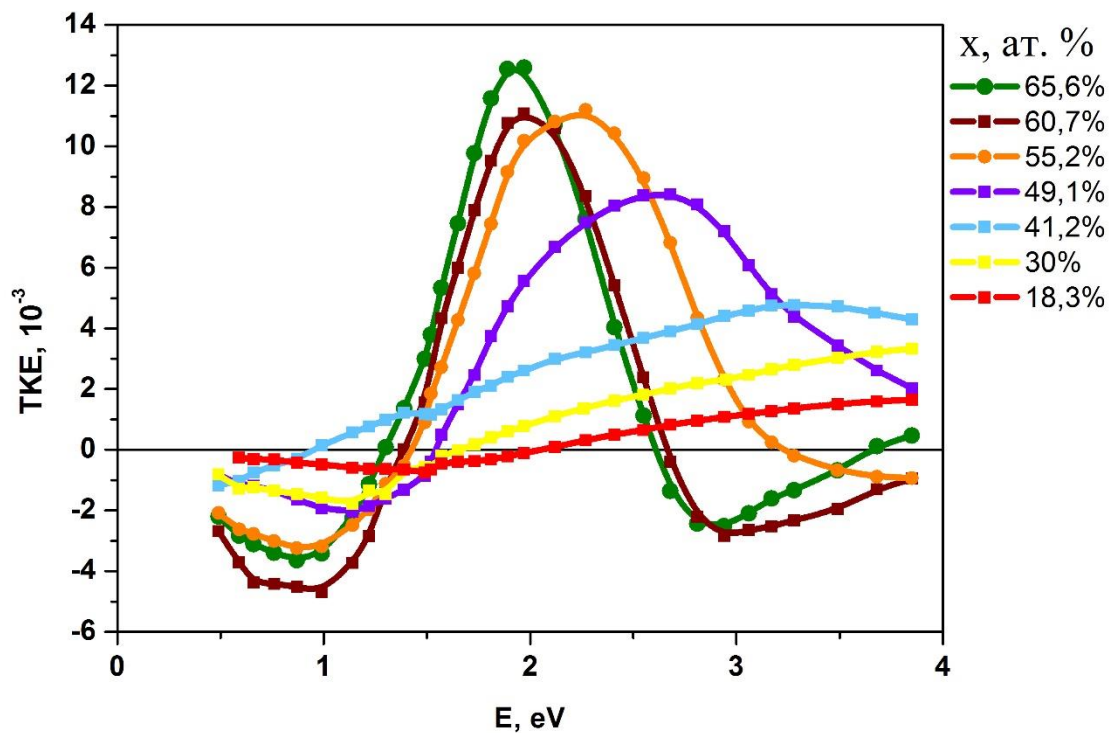


Рисунок 4.12 - Спектральные зависимости ЭК мультислойных нанокomпозитов $\{[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}]/[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}+N_2]\}_{300}$

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Основные результаты исследований, представленные в этой главе, формулируются следующим образом:

- Проведены исследования спектральных, полевых и концентрационных зависимостей ЭЭК для гранулированных нанокompозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ полученных в атмосфере аргона и аргона + N_2 . Установлено, что величина и форма кривых ЭЭК зависят от состава атмосферы в распылительной камере;
- Добавление азота в процессе получения НК приводило к сдвигу и расширению концентрационного интервала, в котором наблюдалось аномальное поведение полевых зависимостей ЭЭК, связанное с магнитной гетерогенностью нанокompозитов;
- Исследовано влияние термомагнитного отжига на МО свойства нанокompозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ полученных в атмосфере аргона + N_2 ;
- Обнаружено, что отжиг приводит к росту величины ЭЭК в нанокompозитах. В области малых концентраций характер спектральных кривых менялся незначительно. И в этой области концентраций рост эффекта, вероятно, связан с увеличением размера гранул. С ростом x наиболее сильные изменения величины ЭЭК после отжига наблюдались в видимой области спектра, где в спектрах ЭЭК после отжига появлялась новая особенность, положение максимума которой зависело от концентрации x .

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Ткачева В. Р. Нанокompозиты — будущее машиностроения // Техника. Технологии. Инженерия. — 2016. — №1. — С. 37-40.
2. S. Mitani, H. Fujimori, K. Takanashi, K. Yakusiji, J. G. Ha, S. Takanashi, S. Maekawa, S. Ohnuma, N. Kobayashi, T. Masumoto, M. Ohnuma and K. Hono, “Tunnel-MR and Spin Electronics in Metal-Nonmetal Granular Systems,” Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol. 198-199, 1999. pp. 179-182.
3. J. C. Slonczewski, “Conductance and Exchange Coupling of Two Ferromagnets Separated by Tunneling Barrier,” Physical Review B, Vol. 39, No. 10, 1989, pp. 6995-7002.
4. B. Granovsky, I. V. Bykov, E. A. Gan'shina, V. S. Gushchin, M. Inoue, Y. E. Kalinin, A. A. Kozlov and A. N. Yurasov, “Magneto-refractive Effect in Magnetic Nanocomposites,” Journal of Experimental and Theoretical Physics, Vol. 96, No. 6, 2003, pp. 1104-1112.
5. E. Ganshina, A. Granovsky, B. Dieny, R. Kumaritova and A. Yurasov, “Magneto-Optical Spectra of Discontinuous Multilayers Co/SiO₂ with Tunnel Magnetoresistance,” Physica B, Vol. 229, No. 3-4, 2001, pp. 260-264.
6. V. G. Kravets, A. K. Petford-Long and A. F. Kravets, “Optical and Magneto-Optical Properties of (CoFe)_x(HfO₂)_{1-x} Magnetic Granular Films,” Journal of Applied Physics, Vol. 87, No. 4, 2000, pp. 1762-1768.
7. E. Gan'shina, A. Granovsky, V. Gushin, M. Kuzmichev, P. Podrugin, A. Kravetz and E. Shipil, “Optical and Magneto-Optical Spectra of Magnetic Granular Alloys,” Physika A, Vol. 241, No. 1-2, 1997, pp. 45-51.
8. E. Gan'shina, M. Kochneva, M. Vashuk, A. Vinogradov, A. Granovsky, V. Gushin, P. Scherbak, Ch.-O. Kim and Ch. G. Kim, “Magneto-optical properties of Magnetic Nanocomposites,” The Physics of Metals and Metallography, Vol. 102, Suppl. 1, 2006, pp. S32-S35.

9. H. Akinaga, M. Mizuguchi, T. Manado, E. Gan'shina, A. Granovsky, I. Rodin, A. Vinogradov and A. Yurasov, "Enhanced Magneto-optical Response of Magnetic Nanoclusters Embedded in Semiconductor," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 242-245, 2002, pp.
10. T. Fukumura, Y. Yamada, K. Tamura, K. Nakajima, T. Aoyama, A. Tsukazaki, M. Sumiya, S. Fuke, Y. Segawa, T. Chikyow, T. Hasegawa, H. Koinuma and M. Kawasaki, "Magneto-Optical Spectroscopy of Anatase TiO₂ Doped with Co," *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 42, 2003, pp. 105-107.
11. E. Gan'shina, R. Kumaritova, A. Bogorodisky, M. Kuzmichov and S. Ohnuma, "Magneto-Optical Spectra of Insulating Granular System Co-Al-O," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 203, No. 1, 1999, pp. 241-243.
12. T. V. Murzina, E. A. Gan'shina, V. S. Guschin, T. V. Misuryaev and O. A. Aktsipetrov, "Non-Linear Magneto-optical Kerr Effect and Second Harmonic Generation Interferometry in Co-Cu Granular Films," *Applied Physics Letters*, Vol. 73, No. 25, 1998, pp. 3769-3771.
13. Алферов Ж.И., Копьев П.С., Сурис Р.А., Асеев А.Л., Гапонов С.В. *Наноматериалы и нанотехнологии: // "Нано- и микросистемная техника" / Сборник статей под редакцией П.П. Мальцева Москва: Техносфера, 2005 – 592 с.*
14. А. Б. Грановский, М. В. Кузьмичев, Ж. П. Клерк, Особенности оптических и магнитооптических свойств гранулированных сплавов с гигантским магнитосопротивлением в ИК области спектра // *ЖЭТФ*, 1999, том 116, вып. 5(11), 1762-1769.
15. J. C. Jacquet, T. Valet. A new magneto-optical effect discovered on magnetic multilayers: the magnetorefractive effect // *Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces* ed. Marinero E. Pittsburgh, PA: MRS Symposium Proceeding, 1995, 384, 477 – 490.

16. R. Atkinson, P. M. Dodd, N. F. Kubrakov et al., *J. Magn. Magn. Mat.* 156, 169 (1996).
17. Н. Ф. Кубраков, А. К. Звездин, К. А. Звездин, В. А. Котов, *ЖЭТФ* 114, 1101 (1998).
18. J. M. Genkin, *Phys. Lett. A* 241, 293 (1998).
19. А. Б. Грановский, А. В. Калицов, Ф. Брауэре, *Письма в ЖЭТФ* 65, 481 (1997).
20. Кузьмичев М. В. Магнитооптические спектры гранулированных сплавов с гигантским магнитосопротивлением : диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.11.- Москва, 2002.
21. Вызулин С.А., Калинин Ю.Е., Копытов Г.Ф., Лебедева Е.В., Ситников А.В., Сырьев Н.Е. // Особенности ферромагнитного резонанса в кобальтсодержащих гранулированных наноструктурах. *Известия высших учебных заведений. Физика.* 2006. Т. 49. № 3. С. 47-53.
22. Пхонгирун Сонгсак. Магнитооптические свойства нанокompозитов ферромагнитный металл-диэлектрик и наномультислойных пленок ферромагнетик – полупроводник: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.11.- Москва, 2007.
23. Кочнева М. Ю. Магнитооптические свойства нанокompозитных материалов на основе 3d металлов (Fe и Co): Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.11.- Москва, 2005.
24. Вашук М. В. Оптическая и магнитооптическая спектроскопия магнитных нанокompозитных материалов: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.11.- Москва, 2008
25. Saito T., Kitakami O., Shimada Y., Grain growth and L1₀ ordering in FePt-SiO₂ granular films. *J. Magn. Magn. Mat.* 2002, 239, 1-3, 310-312.

26. Калинин Ю.Е., Ремизов А.Н., Ситников А.В. Электрические свойства аморфных нанокмозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 11. С. 2076–2082.
27. А.В. Иванов, Ю.Е. Калинин, В.Н. Нечаев, А.В. Ситников Электрические и магнитные свойства мультислойных структур $[(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}/(\alpha\text{-SiH})]_n$ // ФТТ. 2009. Т. 51. Вып. 12. С. 2331–2336.
28. Юрасов А. Н. Магниторефрактивный эффект и магнитооптические эффекты как бесконтактный метод исследования наноструктур: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 05.27.01.- Москва, 2014
29. G.A. Niklasson, C.G. Granqvist, Optical properties and solar selectivity of coevaporated Co- Al_2O_3 composite films // J. Appl. Phys. 1984, **55**, 3382.
30. J. C. M. Garnett. Philos. Trans. Royal “Colours in metal glasses and in metal films” Soc. London, 1904, **203**, 385.
31. D. A. G. Bruggeman, Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen // Ann. Phys., 1935, **24**, 636.
32. T.K. Xia, P.M. Hui and D.S. Stroud, Theory of Faraday rotation in granular magnetic materials // J. Appl. Phys. 1989, **67**, 2736
33. P. Sheng, Pair-cluster theory for the dielectric constant of composite media // Phys. Rev. B, 1980, **22**, 6364.
34. P. Sheng, Theory for the Dielectric Function of Granular Composite Media // Phys. Rev. Lett. 1980, **45**, 60.
35. Brouers F.// J. Phys. C. Solid State Phys. 1986. V.19. P. 7183
36. Hui P.M., Stroud D. Complex Dielectric Response of Metal Particle Clusters // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. P. 2163.
37. Shalaev V. M. Electromagnetic Properties of Small-Particle Composites// Phys. Reports. 1996. V.272. P. 61.

38. Ю. И. Петров, Физика малых частиц. М.: Наука, 1982, 359.
39. Ю. И. Петров, Оптика и спектроскопия, 1969, **27**, 665-673.
40. J. P. Marton, J. R. Lemon, Optical Properties of Aggregated Metal Systems. I. Theory // Phys. Rev. B, Solid State, 1971, **4**, 271-280.
41. J. P. Marton, J. R. Lemon, Optical properties of aggregated metal systems: Real metals // J. Appl. Phys., 1973, **44**, 3953-3959.
42. B. D. Jordan, J. P. Marton, Optical properties of aggregated metal systems: Interband transitions // Phys. Rev. B, Solid State, 1977, **15**, 1719-1727.
43. Кринчик Г. С., Никитин Л. В., Касаткина О. В. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1985. Т.7. С.140
44. Khan H.R., Granovsky A., Brouers F., Ganshina E., Clerc J.P., Kuzmichov M., Magneto-optical spectra of ferromagnetic composites $\text{Co}_x(\text{CuO})_{1-x}$. J. Magn. Magn. Mat. 1998, **183**, 1-2, 127-131.
45. Ганьшина Е.А., Вашук М.В., Виноградов А.Н. и др., Эволюция оптических и магнитооптических свойств нанокompозитов аморфный металл – диэлектрик. ЖЭТФ 2004, **125**, 5, 1172-1182.
46. Xui P. M. and Stroud D. Theory of Faraday Rotation by Dilute Suspensions of Metal Spheres// Appl. Phys. Lett. 1987. V.50. P. 950.
47. Виноградов А. Н. Магнитооптические свойства материалов с колоссальным и гигантским магнитосопротивлением : Дис. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук : 01.04.11 Москва, 2005
48. Фролов Г.И., Жигалов В.С., Жарков С.М., Польский А.И., Киргизов В.В. Микроструктура и свойства наногранулированных пленок Co-Sm-O ФТТ 2003, **45**, 12, 2198-2203.
49. Viktoria Evgenèvna Buravtsova, Elena A. Ganshina, Sergey Alexandrovich Kirov, Yuriy Egorovich Kalinin, Alexandr Viktorovich Sitnikov // Magneto-optical Properties of Layer-by-Layer Deposited Ferromagnet—Dielectric Nanocomposites, Materials Sciences and Applications, 2013, 4
50. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений, М.: Изд-во МГУ, 1985.

51. И.В. Золотухин, Ю.Е. Калинин, П.В. Неретин, А.В. Ситников, О.В. Стогней. Альтернатив. энергетика и экология 2, 7 (2002).
52. Калинин Ю.Е., Пономаренко А.Т., Ситников А.В., Стогней О.В. Гранулированные нанокompозиты металл-диэлектрик с аморфной структурой // Физика и химия обработки материалов. - 2001 - № 5 - С. 14-20.
53. Калинин Ю. Е., Ситников А. В., Федосов А. Г. Структура и электрические свойства многослойных систем на основе нанокompозитов $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ // Вестник ВГТУ. 2012. №9.
54. Subhankar Bedanta, Wolfgang Kleemann. Supermagnetism // J. Phys. D: Appl. Phys. 42 (2009) 013001 (28pp)
55. Ганьшина Е.А., Вашук М.В., Виноградов А.Н. и др., Эволюция оптических и магнитооптических свойств нанокompозитов аморфный металл – диэлектрик. ЖЭТФ 2004, **125**, 5, 1172-1182
56. H. Ohnuma, K. Hono, H. Onoder, S. Ohnuma, H. Fujimori, J.S. Pedersen Microstructures and magnetic properties of Co-Al-O granular thin films// J. Appl. Phys.-2000-V.87-N2-P.817-823.
57. Ohnuma S., Fujimori H., and Masumoto T., Xiong X. Y., Ping D. H., and Hono K. FeCo–Zr–O nanogranular soft-magnetic thin films with a high magnetic flux density// Appl. Phys. Lett.-2003-V.82.-N.6.-P.946-948.
58. Ситников А.В. Механизмы наведенной магнитной анизотропии в гранулированных нанокompозитах $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ //Альтернативная энергетика и экология. - 2008. - № 8. - С. 31-37.
59. Стогней О.В. Ситников А.В. Анизотропия аморфных наногранулированных композитов CoTaNb-SiO_n и CoFeB-SiO_n // Физика твердого тела. -2010.- Т. 52. - Вып. 12.- С. 2356-2364.
60. Ситников А.В. Магнитные свойства и особенности формирования структуры наногранулированных композитов металл-диэлектрик// Материаловедение. – 2010 - №3 - С. 134-137.

Благодарности

В данном тексте хочу выразить свою гигантскую благодарность моему научному руководителю, наставнику и учителю, доктору физико-математических наук, профессору Ганьшиной Елене Александровне. Благодарю за бесконечное человеческое понимание, постоянное внимание и присутствие при написании данной работы.

Выражаю признательность своему напарнику, аспиранту Гаршину Владимиру Валентиновичу, за помощь в овладении техникой эксперимента и обработке результатов, за душевную атмосферу в лаборатории.

Хочу пожелать дружному коллективу кафедры магнетизма: преподавателям, студентам, моим одноклассникам, бесконечного развития и скорейшего достижения всех намеченных жизненных целей.

Благодарю всех моих преподавателей за профессионализм и проявленное терпение на занятиях и экзаменах. Это высокая честь и одновременно большая ответственность называться выпускником Физического факультета МГУ.

