

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧЕРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ
М.В.ЛОМОНОСОВА**

Физический факультет

Кафедра общей физики

**МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
НАНОМУЛЬТИСЛОЙНЫХ СТРУКТУР: НАНОКОМПОЗИТ
ВБЛИЗИ ПОРОГА ПЕРКОЛЯЦИИ – КРЕМНИЙ**

Дипломная работа студента 6 курса
Физического факультета МГУ
Зубакина Д.П.

Научный руководитель:
к.ф.-м.н. Буравцова В.Е.

Допущен к защите « » декабря 2013 г.
Зав. кафедрой общей физики,
профессор Салецкий А.М.

Москва 2013 г.

Введение	3
ГЛАВА 1. Литературный обзор	4
1.1. <i>Гранулированные нанокomпозиты</i>	4
1.2. <i>Многослойные наноструктуры</i>	9
ГЛАВА 2. Методы исследования	13
2.1. <i>Классификация магнитооптических эффектов</i>	13
2.2. <i>Феноменологическое описание экваториального эффекта Керра</i>	17
ГЛАВА 3. Экспериментальная установка	18
3.1. <i>Принципиальная схема установки для измерения экваториального эффекта Керра</i>	18
3.2. <i>Среда графического программирования LabView</i>	20
3.3. <i>Ошибки измерений</i>	26
ГЛАВА 4. Образцы	27
ГЛАВА 5. Экспериментальные результаты и обсуждение	30
ГЛАВА 6. Заключение	36
ГЛАВА 7. Основные результаты и выводы	37
Список литературы	38
Приложение	44

Введение

Устойчивый интерес к наноструктурам обусловлен возможностью значительной модификации и принципиального изменения качеств известных материалов при переходе в нанокристаллическое состояние. Созданные благодаря нанотехнологиям новые наноразмерные магнитные материалы проявляют ряд необычных свойств: гигантское магнитосопротивление (ГМС), гигантский магнитный импеданс (ГМИ) [1], аномальный эффект Холла (АЭХ) [2], сильный магнитооптический (МО) отклик [3] и аномальные оптические эффекты [4].

Объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований является вопрос взаимного влияния состава и микроструктуры на магнитные, магнитооптические и магнитотранспортные свойства наногетероструктур. Несмотря на большое количество работ [5,6,7,8], до сих пор нет достаточной ясности в понимании процессов, сопровождающих структурную перестройку вещества, так как трудно предсказать свойства пленок, в которых значительную роль играют взаимодействия наночастиц между собой, с матрицей и с подложкой, при огромном влиянии размерных и поверхностных эффектов, накладываемых частицами, их границами и поверхностью пленок.

В связи с этим актуальными оказываются экспериментальные методы, позволяющие получить представление о внутренней структуре таких материалов и особенностях магнитного взаимодействия в них. Оптические и магнитооптические методы являются наиболее простыми, эффективными и информативными при исследовании наноструктур. МО методы обладают рядом достоинств, главное из которых состоит в том, что в отличие от оптических, они чувствительны к спину, что позволяет выделить, к какой спиновой зоне относится данный оптический переход. МО методы чувствительны к наличию магнитных неоднородностей, к изменению формы размера частиц, к их объемному распределению и к появлению новых магнитных фаз.

Таким образом, детальные исследования магнитооптических свойств наногетероструктур, в зависимости от состава и технологии получения, необходимы для понимания общих закономерностей формирования физических свойств наноструктур. Это приведет к реализации практических задач и, в первую очередь, для конструирования материалов с заданными магнитными и МО параметрами. А также для разнообразных применений материалов в современных элементах памяти и интегральной оптики, в качестве управляемых элементов оптических трактов и магнитооптических устройств, в лазерной технике и т.д.

1. Литературный обзор

1.1. Гранулированные нанокомпозиты

Впервые концепция наноматериалов была сформулирована Глейтером [9], который ввел в научный обиход и сам термин (сначала как нанокристаллические материалы [10], потом наноструктурные, а также нанофазные, нанокомпозитные и т. д.). За прошедшие почти 20 лет идеи наноструктурного материаловедения и само содержание понятия «наноматериалы» получили дальнейшее развитие. В данной работе речь пойдет, в основном, о ферромагнитных нанокомпозитах, интерес к которым связан в первую очередь с эффектом гигантского магнитосопротивления. Необычные физические свойства гранулированных наноструктур обнаружены в электрических, магнитных, оптических и магнитооптических эффектах. Это и концентрационные изменения электросопротивления [11], и нелинейные изменения оптических [12] и магнитооптических [13] свойств, и гигантский магниторефрактивный эффект [14], и корреляция магнитотранспортных и нелинейно-оптических эффектов [15] и т.д.

Гранулированными магнитными материалами называют твердые тела, содержащие ферромагнитные гранулы, размещенные в немагнитной матрице, которая может быть как изолятором и проводником, так и полупроводником. Гранулированные материалы имеют сложную структуру нанометрового масштаба (размеры гранул составляют от нескольких нанометров до сотен нанометров). Этот предел связан с тем, что многочисленные исследования выявили значительные изменения физико-механических свойств наноматериалов (прочности, твердости, коэрцитивной силы и др.) в интервале размеров зерен от нескольких до 100 нм [16,17]. Изменяя размер и материал гранул, а также объемное содержание ферромагнитных включений, можно манипулировать физическими свойствами нанокомпозитов. При этом изменять их столь значительно, что появляются возможности не только изучать разнообразные физические явления, но и использовать эти материалы в современной технике, как высокочувствительные магниторезистивные датчики и миниатюрные магнитные головки для записи и считывания информации [18], селективные усилители и модуляторы света [19], приемники теплового излучения [20-22] и электрохромные дисплеи [23], поглощающие покрытия, материалы для биологических и медицинских приложений и т.д. Нанокомпозиционные материалы также могут быть использованы в качестве сверхчувствительных датчиков температуры, поскольку температурная зависимость электросопротивления у них обещает получить большую чувствительность, чем у применяемых в настоящее время угольных и полупроводниковых термодатчиков примерно на порядок. Характерной особенностью гранулированных

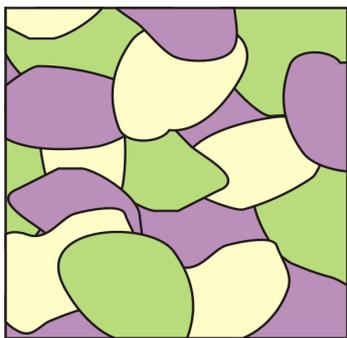
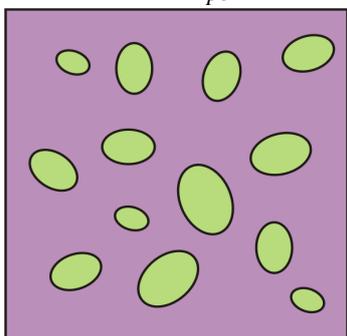
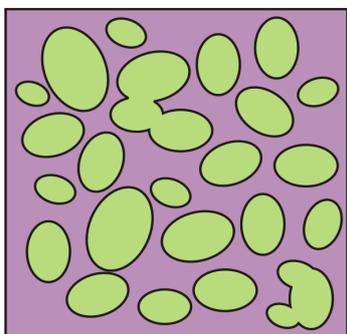


Рис. 1.1.1. Агрегатная конфигурация нанокompозита.

$$Z < Z_{pc}$$



$$Z = Z_{pc}$$



$$Z > Z_{pc}$$

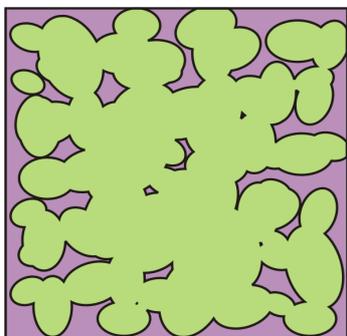


Рис. 1.1.2. Распределение гранул в нанокompозите в зависимости от концентрации ферромагнитной фазы Z .

систем является малый размер гранул, в результате чего гранула может представлять собой единый монодомен. В этом случае процесс перемагничивания ферромагнетика не осложняется перемещением доменных стенок и, следовательно, частотные границы качественной работы гранулированных материалов значительно выше, чем у гомогенных материалов. Нанокompозиты обладают, как отмечено выше, высоким удельным электрическим сопротивлением и низкой диэлектрической проницаемостью, что позволяет использовать их в области ВЧ и СВЧ частот [24].

В последнее время на основе нанокompозитов разрабатываются новые устройства для считывания и записи информации – квантовые магнитные диски. В таких дисках наночастица является носителем одного бита информации. Малые размеры частиц позволяют достигать плотности информации более $1 \text{ Тбит}/\text{см}^2$ [25]. Например, в гранулированной системе Fe – SiO₂ [26] реализуются высокие значения коэрцитивной силы H_c и намагниченности, что позволяет использовать такие материалы в качестве записывающей среды.

Существует две разновидности нанокompозитов металл-диэлектрик – металлокерамическая и агрегатная. В агрегатном композите (рис. 1.1.1) фазы могут контактировать друг с другом, делая его проводящим. В металлокерамическом композите (рис. 1.1.2) гранулы окружены материалом матрицы, при этом их количественное соотношение характеризуется концентацией ферромагнитной фазы Z (ат.%).

Для нанокompозитов существует понятие порога перколяции Z_{pc} , т.е. такого значения концентрации магнитной фазы, при котором образуется конечная "сеть" из металлических гранул во всем объеме образца. Можно сказать, что перколяционная область является

промежуточным состоянием при переходе нанокompозита из электрически непроводящего в проводящее состояние, при котором гранулы начинают соприкасаться с друг другом. В области этого порога в большей степени проявляются все уникальные физические свойства, которые присущи гранулированным композитам. Положение порога перколяции определяется разным способом: по пересечению концентрационных зависимостей удельного электрического сопротивления исходных и отожженных композитов [27], по интегральной величине ЭДС Баркгаузена [27], и из магнитооптических исследований [28]. Как показали экспериментальные исследования [29], вблизи порога перколяции МО отклик нанокompозита максимален. Для большинства исследованных гранулированных пленок значение Z_{pc} лежит в диапазоне концентрации магнитной фазы 40-60 атомных процентов, что несколько отличается от теоретически рассчитанных. Это несоответствие можно объяснить тем, что в структурах наряду с гранулами малого размера присутствуют гранулы существенно большего размера. Положение порога перколяции в реальных сплавах зависит от концентрации составляющих компонентов и их взаимной растворимости, от внутренней топологии, от реальной микроструктуры (размеров и формы частиц, однородности распределения частиц по размерам, появления интерфейса) и т.п. Все эти факторы влияют и на величины оптических и магнитооптических параметров, форму их спектров, и на значения магнитных и электрических характеристик нанокompозитов.

Изменяя в широких пределах концентрацию металлических гранул можно увеличить удельное электрическое сопротивление композиции 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), подобная проводимости в аморфных полупроводниках; туннельная проводимость за счет туннелирования электронов между металлическими гранулами и примесная проводимость, реализующаяся в обычных кристаллических полупроводниках.

Одной из первых работ посвященной изучению магнитооптических свойств гранулированных сред была работа [30], в которой исследовались МО свойства поверхностных структур ультрадисперсного никеля, возникающие на поверхности немагнитных сплавов системы Ni–Al в ходе электрохимической обработки. Было показано, что МО спектры отражения от таких поверхностей существенным образом отличаются от соответствующих спектров массивного кристалла.

Результаты впервые проведенных экспериментальных исследований оптических и магнитооптических свойств большого ряда систем аморфных сплавов на основе Fe и Co и

их кристаллических аналогов приведены в [31]. Также были описаны изменения электронно–энергетического спектра в зависимости от композиционного состава и при структурных фазовых переходах ферромагнетика из аморфного состояния в кристаллическое.

Экспериментальные исследования влияния размера, формы магнитных гранул и концентрации на оптические и магнитооптические свойства системы гранулированных сплавов $(\text{CoFe})_x\text{Ag}_{1-x}$; а также теоретическое описание магнитооптических спектров на основе модели эффективной среды приведено в работах [32,33]. В [34] впервые описан гигантский нелинейный магнитооптический эффект Керра в системе гранулированных сплавов $\text{Co}_x\text{Cu}_{1-x}$.

В работе [35] магнитооптическими методами были исследованы наноконкомпозиты, напыленные послойно, и соответствующий им по составу объемный наноконкомпозит. Две рассмотренные системы имели толщины композитного слоя 1 – 2,7 нм для первой и 2,7-5,8 нм для второй системы и содержание магнитной фазы изменялось в диапазоне 31-64 ат.%. Спектры ЭЭК этих систем, а также объемного композита приведены в приложении (рис.1).

Установлено, что не только концентрация металлической фазы влияет на МО отклик систем, но и толщина слоев композита существенно сказывается на магнитооптических свойствах наноструктур. Перколяционный переход в каждой системе происходит при различных толщинах слоев композита, о чем свидетельствует отклонение характера $\delta(H)$ от линейной зависимости, и резкое изменение вида спектров ЭЭК, и максимальная величина эффекта в ИК области спектра. Т.о., при уменьшении толщины композитного слоя перколяционный переход происходит при все меньших концентрациях Z , что авторы связывают с особенностями технологии напыления таких пленок.

Толщина пленок задается скоростью вращения подложки вокруг распыляющихся мишеней. Между напылениями каждого слоя проходит некоторое время, за которое более тонкая пленка будет быстрее остывать, чем более толстая пленка. Массивный композит напыляется на неподвижную подложку, и поэтому температура, при которой формируется структура, остается постоянной. Если предположить, что при остывании тонких слоев формирование гранул происходит иначе, чем в объемном композите, то логично предположить, что размер гранул в послойно напыленных образцах меньше, чем характерный размер в объемном композите. Таким образом, вероятность контактов гранул между собой больше при меньших размерах самих гранул. То есть, система с самыми тонкими слоями имеет порог перколяции при наименьшем Z из всех исследованных систем.

В области энергий меньше 1,22 эВ для серии с толщинами образующих слоев 1-2,7 нм для ряда образцов обнаружены аномальные полевые зависимости $\delta(H)$ (Приложение, Рис.2). Аномальные кривые $\delta(H)$ говорят о том, что структуры, полученные методом последовательного напыления слоев, являются магнито-неоднородными. То есть, в процессе изготовления образуются не только гранулы меньших размеров, чем в объемном композите, но и достаточно большие кластеры, состоящие из металлических гранул CoFeZr, которые дают свой вклад в МО отклик всей системы. Иными словами, можно сказать, что аномальная кривая $\delta(H)$ является суммой вкладов двух различных в магнитном отношении фаз: ферромагнитной и суперпарамагнитной, при этом суперпарамагнитные гранулы дают ЭЭК одного знака, а ферромагнитные противоположного. И, таким образом, в малом поле возникает резкое насыщение для ферромагнитной фазы, а при дальнейшем увеличении магнитного поля начинает намагничиваться суперпарамагнитная фаза, для которой ЭЭК имеет другой знак, что и приводит к уменьшению величины суммарного магнитооптического отклика. Так как, во всем исследованном диапазоне энергий ЭЭК для CoFeZr имеет положительный знак, а для нанокompозита $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_Z(Al_2O_3)_{100-Z}$ в области до порога перколяции — отрицательный, авторы предполагают, что ФМ вклад в малых полях связан с перемагничиванием больших кластеров CoFeZr, а суперпарамагнитный (в больших полях) с намагничиванием всего нанокompозита.

1.2. Многослойные наноструктуры

В последние годы активно изучают искусственно созданные мультислойные структуры, состоящие из магнитных переходных металлов, разделенных немагнитными металлами, а также ведется стремительная разработка элементов на основе многослойных тонкопленочных ферромагнитных структур с большими магнитооптическими эффектами [36], гигантским магниторезистивным эффектом и принципиально важными свойствами — с плоскостной или перпендикулярной магнитной анизотропией. Можно сказать, что исследование магнитных и магнитооптических свойств многослойных спин-вентильных и спин-туннельных магниторезистивных структур и элементов на их основе является одним из актуальных направлений физики магнитных явлений микро- и наноэлектроники (магнитной спинтроники).

Необычные свойства таких пленок обусловлены тем, что толщины слоев, составляющих структуру, меньше длины свободного пробега носителей заряда. Следовательно, носители заряда в перпендикулярном плоскости слоя направлении будут испытывать рассеяние на границе слоев.

В 70-е годы прошлого столетия в многослойных магниторезистивных (МР) структурах, содержащих разделенные диэлектриком ферромагнитные пленки, была обнаружена зависимость туннельного тока от взаимной ориентации векторов намагниченности соседних магнитных слоев [37]. Это явление получило название спин-туннельного магнито-резистивного (СТМР) эффекта.

В 1986 г. было впервые обнаружено антиферромагнитное взаимодействие между ферромагнитными слоями железа, разделенными прослойкой хрома [38]. В 1988 г. в многослойных магнитных структурах был открыт гигантский магниторезистивный эффект [39]. Этот эффект наблюдался в сверхрешетках Fe/Cr.

В 1992 г. в структурах с низкорезистивными прослойками был обнаружен другой вид гигантского МР эффекта — спин-вентильный (СВМР) эффект (влияние ориентации векторов намагниченности соседних слоев на траекторию движения электрона, при переходе из одного слоя в другой) [40]. Особенность этих структур заключается в том, что магнитный момент одного из слоев фиксируется или блокируется, тогда как в другом магнитном слое он свободен и легко изменяет направление под действием внешнего магнитного поля. Структура спинового вентиля описана в работе [27].

В такой многослойной структуре благодаря обменному взаимодействию между антиферромагнитным и верхним пермаллоевым слоями возникает блокировка магнитного момента верхнего слоя FeNi. В то же время перемагничивание первого (нижнего) пермаллоевого слоя, не связанного обменным взаимодействием с FeMn, легко осуществляется внешним магнитным полем. Таким образом, изменения внешнего поля меняют взаимную ориентацию магнитных моментов двух пермаллоевых слоев, а относительная ориентация магнитных моментов этих слоев определяет величину электрического сопротивления структуры в целом. Фактически спиновый вентиль работает как устройство, сопротивление которого изменяется при изменении поля.

На сегодняшний день в мире наблюдается всплеск интереса к мультислойным магнитным структурам из-за их необычных магнитных свойств. Первые работы [41,42] были выполнены на образцах Fe/Cr, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Также ГМС наблюдалось и на поликристаллических многослойных периодических структурах и сэндвичах, полученных более простым и менее дорогим методом магнетронного распыления [43]. Этот метод напыления позволил расширить список изучаемых многослойных структур [43], что дало возможность обнаружить ГМС на многих металлических мультислойных структурах, к примеру, в Co/Cu магнитосопротивление достигает 70% [44]. Оказалось также, что в таких структурах наблюдаются осцилляции межслоевого магнитного обменного взаимодействия [45],

коррелирующие с осцилляциями магнитосопротивления в зависимости от толщины немагнитной прослойки [43]. Для структур Fe/Cr период осцилляций оказался равным примерно 18\AA , а для Co/Cu около 8\AA .

Атомные слои немагнитной прослойки, прилегающие к магнитным слоям, могут подмагничиваться и становиться спин-поляризованными. При измерении магнитного циркулярного дихроизма в рентгеновском диапазоне длин волн на структурах Co/Cu обнаружили, что индуцированный спиновый момент d-оболочки меди направлен параллельно магнитному моменту кобальта, но очень мал и составляет примерно 1/100 часть от магнитного момента Co [46]. В ходе подобных исследований, в работе [47] показано, что индуцированный магнитный момент d-оболочки атомов Cr сравним по величине с магнитным моментом атомов Fe и антипараллелен ему. Индуцированную спиновую поляризацию хрома наблюдали при помощи сканирующего электронного микроскопа методом измерения спиновой поляризации вторичных электронов, возбужденных электронным пучком из монокристаллической клиновидной пленки Cr(100) [48]. Было установлено, что направление индуцированного момента на поверхности хрома осциллирует с увеличением толщины слоя хрома [49,50]. Именно индуцированная волна в материале немагнитной прослойки обеспечивает магнитное обменное взаимодействие магнитных слоев в многослойных структурах. Было показано, что межслоевое обменное взаимодействие тонких слоев Fe, Co, Ni и их сплавов через немагнитные слои переходных и благородных металлов практически всегда проявляет осциллирующий характер при изменении толщины немагнитной прослойки [45]. Период осцилляций для различных металлов различен и находится в большинстве случаев в пределах от 8\AA до 12\AA , за исключением Cr, для которого он существенно больше.

Результаты изучения зависимости магнитосопротивления сверхрешеток от толщины магнитного слоя противоречивы. В [51] не наблюдалось осциллирующего поведения магнитосопротивления от толщины магнитного слоя в системе Fe/Cr, а в работе [52] на этой же системе период осцилляций от толщины слоя железа оказался равным $7,5\text{\AA}$. Осцилляции обменного взаимодействия при изменении толщины магнитного слоя в сверхрешетках теоретически рассмотрены Бруно [53].

Квантовые размерные эффекты, наблюдаемые в многослойных структурах [54], объясняются тем, что при выполнении условия о превышении длины свободного пробега электронов над толщиной слоев, составляющих многослойную структуру, электроны наталкиваются на потенциальный барьер на интерфейсе. При этом электронные блоховские волновые функции испытывают частичное отражение на границе раздела двух сред [55]. Возникает эффект интерференции, аналогичный интерференции в оптике,

приводящий к дополнительной дискретности энергетических состояний электронов вблизи поверхности Ферми в пространстве импульсов и локализации в обычном пространстве [56].

Магнитооптические методы исследования [57], и в их числе экваториальный эффект Керра [58], являются одними из основных при исследовании магнитной структуры слоистых материалов. Они как нельзя лучше подходят для исследования магнитных сверхрешеток [59] и тонких магнитных пленок [60] в силу своей высокой чувствительности к содержанию магнитных компонент и селективности магнитооптического отклика к глубине залегания магнитных слоев [61,62].

Известно, что физические свойства магнитополупроводниковых многослойных пленок с толщинами слоев в нанометровом диапазоне во многом определяются интерфейсными явлениями, то есть явлениями, проявляющимися себя на границе слоев, где возможны химические реакции и диффузия. В работе [63] были проведены детальные исследования возникновения интерфейса на границе ферромагнетик–полупроводник и его влияния на магнитные и магнитооптические свойства магнитополупроводниковых наноструктур. Было обнаружено, что наибольшее влияние интерфейс оказывает на магнитооптические свойства пленок с тонкими, порядка 1–3 нм, прослойками ферромагнетика.

Дисперсия и полевые зависимости ЭЭК мультислойных наноструктур $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})(\text{X})/(\text{a-Si})(\text{Y})]_{40}$ представлены в приложении на рисунках 3–4 (А, Б, В) [64-65]. По характеру зависимостей $\delta(h\nu)$ исследованные структуры можно условно разделить на три группы: $X < 2$ нм, $2 \leq X < 2,2$ нм и $X \geq 2,2$ нм.

Обнаружено, что для гибридных систем, где эффективная толщина ферромагнитного сплава меньше 2 нм, соседние слои ферромагнетика имеют между собой контакты через полупроводник. Кроме того, при осаждении кремния на поверхность металла вследствие диффузии происходит образование интерфейса, обогащенного не только атомами металлов и кремния, но и новые химические соединения — силициды металлов. Таким образом, включения в виде островков ферромагнитного сплава $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ в матрицу кремния и/или силицидов металлов, образуют композит, относительная концентрация ФМ фазы в котором зависит и от толщины ферромагнетика, и от толщины полупроводника, а также от отношения X/Y .

В области толщин ферромагнитных слоев ($2 \leq X < 2,2$) нм идет формирование композита $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})$ в матрице (Si+силициды). С ростом эффективной толщины ФМ слоя растет и размер гранул $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ в слое, но при этом в отдельных областях кластеров $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ толщина ФМ может быть существенно меньше, чем эффективная

толщина прослойки. Именно в таких областях, где ферромагнетик достаточно тонкий, образование силицидов при увеличении Y может идти по всей толщине пленки $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$, что и приводит к контактам силицидов соседних интерфейсных прослоек и формированию сплошной сетки каналов силицида при увеличении эффективной толщины Si до 2,95 нм. Обнаружено, что образование сплошных прослоек кремния происходит при эффективной толщине полупроводника $\sim 1,1$ нм. Однако, образование силицидов оказывает незначительное влияние на характер спектров ЭЭК этих структур, так как в случае сплошного слоя ферромагнетика, по сравнению с дискретными слоями, уменьшается площадь контакта $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$ и Si на границе раздела двух фаз, а также толщина слоя ферромагнетика достаточно велика, и Si не может проникнуть на всю глубину слоя $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$.

Формирование сплошной сетки каналов силицидов металлов отмечается у образцов, эффективная толщина ферромагнитных слоев которых менее 2,2 нм. Проникновение Si на всю глубину слоя ферромагнетика идет в отдельных областях ферромагнитного слоя, где толщина может быть существенно меньше, чем эффективная толщина слоя. Обнаружено, что максимальная толщина силицидного интерфейса, составляет порядка 2 нм. Это хорошо согласуется с результатами, полученными в [66] для асимметричных структур Fe/Si и Si/Fe, где толщина силицидного слоя составляла 0,7 и 1,3 нм соответственно. Для рассмотренных структур каждый слой кремния находится между слоями ферромагнетика, т.о. выполняются условия формирования силицидного слоя как для Fe/Si, так и для Si/Fe, что в сумме и составило около 2 нм.

Поведение спектров ЭЭК для систем с толстыми слоями, в отличие от поведения дисперсии ЭЭК для структур с тонкими слоями [63], удастся описать в приближении эффективной среды [67]. Поведение МО спектров для систем с толщинами слоев $\sim 1-5$ нм не удастся объяснить ни в приближении простой эффективной среды, ни на основе макроскопической френелевской магнитооптики для ультратонких слоев, что свидетельствует о сложной микроструктуре таких пленок [67]. Это связано с тем, что слои в исследованных системах не имеют четких границ. Размытие границ между слоями происходит вследствие взаимной диффузии металла и кремния с образованием силицидов, а также образующие слои при малых толщинах могут быть дискретными. И для теоретического описания таких систем необходимо учитывать оптические и МО свойства диффузного интерфейса из силицидов, а также реальное количество ферромагнитной фазы, оставшейся в результате силицидообразования, и микроструктуру нанокompозитных слоев, что также в значительной степени влияет на оптические и МО свойства системы.

2. Методы исследования

2.1. Классификация магнитооптических эффектов

Феноменологическое описание магнитооптических явлений в ферромагнетиках основано на том факте, что вещества, обладающие спонтанным магнитным моментом, или намагниченные внешним магнитным полем обнаруживают свойства двойного кругового и линейного двулучепреломления и дихроизма. При взаимодействии света с намагниченным веществом происходит либо изменение фазы, либо интенсивности, либо состояния поляризации. В некоторых случаях это происходит одновременно. Наблюдаемые при этом изменения в световой волне получили название магнитооптических эффектов [30].

Магнитооптические эффекты можно группировать по различным признакам. По характеру распространения света относительно вектора намагниченности \vec{M} можно выделить, продольные (эффект Фарадея и эффекты при полярном и меридиональном намагничивании) и поперечные (эффект Фохта и эффекты при экваториальном намагничивании); по характеру зависимости от намагниченности - квадратичные (эффект Фохта и ориентационный магнитооптический эффект) и линейные (остальные магнитооптические эффекты). Магнитооптические эффекты могут наблюдаться как на отраженном от намагниченного кристалла (эффекты Керра), так и на проходящем через ферромагнетик (эффекты Фарадея и Фохта) свете.

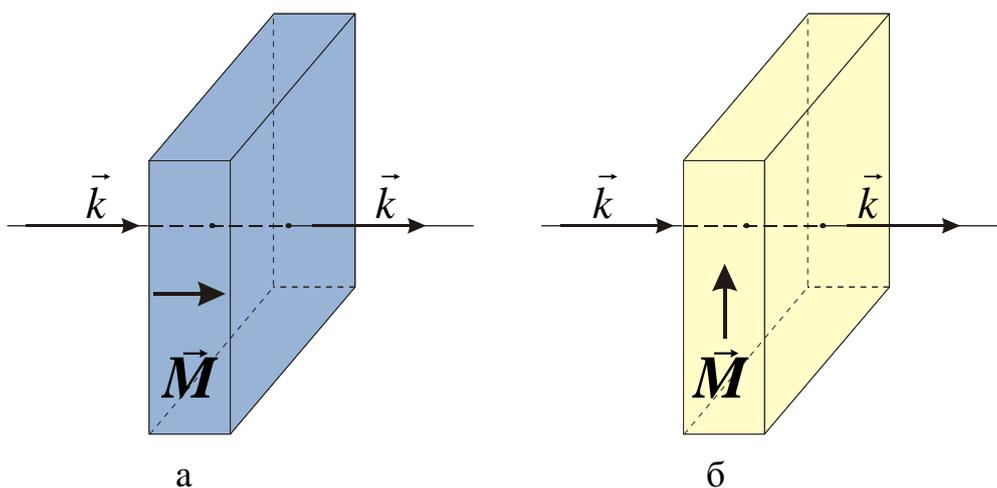


Рис.2.1.1 Магнитооптические эффекты прохождения:

а) эффект Фарадея; б) эффект Фохта.

В проходящем свете реализуются два “классических” случая, различающиеся геометрией распространения света по отношению к направлению вектора намагниченности.

- Направление волнового вектора световой волны \vec{k} (рис. 2.1.1а) параллельно вектору намагниченности (геометрия Фарадея). В этом случае, во-первых, имеет место вращение плоскости поляризации линейно-поляризованного света, при этом угол фарадеевского вращения $\sim M$. Во-вторых, наличие поглощения в среде приводит к возникновению эллиптической поляризации.
- Направление световой волны (рис. 2.1.1б) перпендикулярно вектору намагниченности (геометрия Фохта). В этом случае линейно-поляризованный свет становится, во-первых, эллиптически поляризованным, причем величина эффекта $\theta \sim M^2$, т.е. этот эффект является четным по намагниченности. Во-вторых, имеет место магнитный линейный дихроизм, который является также эффектом второго порядка относительно намагниченности.

Чаще всего для измерения магнитных характеристик оптически прозрачных ферромагнетиков используется эффект Фарадея, т.к. эффект Фохта практически никогда

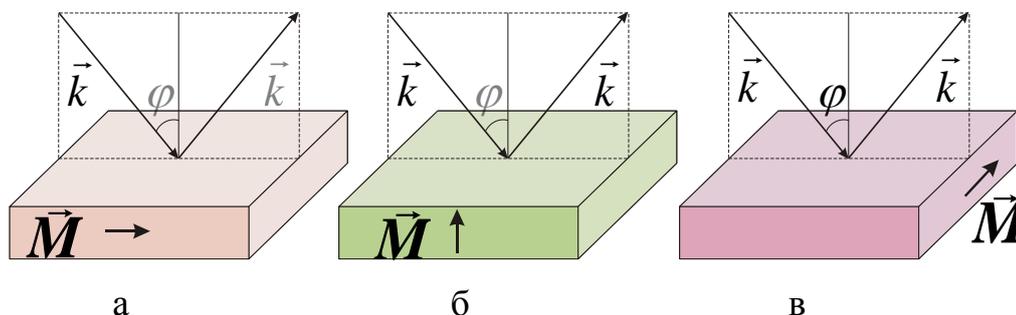


Рис. 2.1.2 Магнитооптические эффекты Керра: а) полярный эффект Керра, б) меридиональный эффект Керра, в) экваториальный эффект Керра.

не реализуется вследствие малости эффектов.

Отраженный свет используют для исследования непрозрачных образцов. В этом случае электромагнитная волна проникает в металл на глубину нескольких десятков атомных слоев, а затем, возвращаясь назад, содержит информацию, как о магнитном состоянии металла, так и о параметрах его электронной структуры. 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* – рис. 2.1.2а. Вектор намагниченности \vec{M} перпендикулярен плоскости ферромагнитного зеркала и параллелен плоскости падения света. При перемагничивании магнетика и при нормальном падении ($\varphi = 0$) света наблюдается полярный эффект Керра (ПЭК), состоящий: а) во вращении плоскости поляризации; б) в появлении эллиптичности отраженного от магнетика линейно-поляризованного света.
- *Меридиональное намагничивание* – рис. 2.1.2б. Вектор \vec{M} параллелен и плоскости ферромагнитного зеркала, и плоскости падения света. При перемагничивании магнетика наблюдается меридиональный эффект Керра (МЭК), который выражается: а) во вращении плоскости поляризации; б) в появлении эллиптичности отраженного от магнетика линейно-поляризованного света.
- *Экваториальное намагничивание* – рис. 2.1.2в. Вектор \vec{M} параллелен плоскости ферромагнитного зеркала и перпендикулярен плоскости падения света. При перемагничивании наблюдается экваториальный эффект Керра (ЭЭК), выражающийся: а) в изменении интенсивности света; б) сдвиге фазы линейно-поляризованного света, отраженного магнитным кристаллом.
- При переходе от геометрии ЭЭК к геометрии МЭК наблюдается также квадратичное изменение интенсивности отраженного от образца света. Этот эффект, названный *ориентационным магнитооптическим эффектом*, нашел применение для изучения электронной структуры как непрозрачных, так и прозрачных ферромагнетиков.

Итак, в случае ПЭК и МЭК для обеих компонент линейно-поляризованного света, (р-волна – вектор световой волны \vec{e} лежит в плоскости падения света, s-волна поляризована перпендикулярно плоскости падения света) наблюдается вращение плоскости поляризации падающего на образец линейно-поляризованного света. В ЭЭК изменение намагниченности ферромагнетика практически (с точностью 10^{-6} - 10^{-5}) не приводит к влиянию на отражение s – компоненты линейно-поляризованного света, тогда как р – волна после отражения *изменяет* свою интенсивность. Последнее свойство оказалось полезным как в экспериментальных исследованиях, так и в практических приложениях.

Отметим другие преимущества экваториального эффекта Керра. Установлено, что величина ЭЭК пропорциональна намагниченности, образец при этом намагничивается

параллельно плоскости ферромагнитного зеркала и поэтому для намагничивания образца достаточно магнитных полей, сравнимых с его коэрцитивной силой. В случае ПЭК процесс намагничивания определяется величиной размагничивающего поля (образец намагничен перпендикулярно зеркалу образца), которая в этом случае велика и может достигать $4\pi M_s$. При экваториальном намагничивании размагничивающее поле близко к нулю, т.е. ЭЭК определяется целиком магнитным состоянием вещества. С помощью ПЭК можно измерить только одну характеристику материала - намагниченность насыщения. Применение же ЭЭК позволяет измерить все магнитные характеристики вещества, которые определяются из кривых намагничивания и петли гистерезиса. Все преимущества, касающиеся ЭЭК, можно было бы отнести и к МЭК. Но т.к. МЭК заключается во вращении плоскости поляризации падающего на образец света, то для его измерения необходимы два поляризатора. Применение же двух поляризационных элементов приводит к уменьшению интенсивности проходящего света, и, следовательно, к необходимости работать с меньшими детектируемыми сигналами. В ПЭК угол вращения плоскости поляризации достигает больших значений, но необходимы, как уже говорилось, большие поля для намагничивания. Но именно этот эффект используется в практических целях, в частности в узлах записи и считывания информации. Заметим также, что на величину ПЭК меньшее влияние оказывает обработка поверхности образца в силу нормального падения света. Видно, что каждый эффект имеет свои достоинства и свои недостатки. Все исследования магнитооптических свойств магнитных пленок в настоящей работе были проведены в геометрии экваториального эффекта Керра.

2.2. Феноменологическое описание экваториального эффекта Керра

Различные магнитооптические эффекты должны быть связаны между собой, поскольку имеют единое происхождение. В феноменологической теории ищут решения дифференциальных уравнений электромагнитного поля:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (2.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \operatorname{div} \vec{D} = 0$$

и тензорных уравнений

$$\vec{D} = [\varepsilon] \vec{E}, \quad \vec{B} = [\mu] \vec{H} \quad (2.2)$$

Конкретные свойства материальной среды задаются в макроскопической теории магнитооптических явлений видом тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости среды $[\varepsilon]$ и $[\mu]$. Некоторые общие свойства этих тензоров для магнитоупорядоченного состояния вещества можно установить феноменологически. В простейшем случае изотропной среды или кубического кристалла тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости представляют собой антисимметричные тензоры второго ранга с одной комплексной недиагональной компонентой. Если недиагональная компонента отлична от нуля в тензоре $[\varepsilon]$, то среда называется гирозлектрической; если - в тензоре $[\mu]$, то - гиромангнитной. В случае металлов среду можно считать гирозлектрической т.к. на оптических частотах значения магнитной проницаемости мало отличаются от единицы.

Рассмотрим случай оптически изотропного ферромагнетика. Наличие намагниченности понижает симметрию до одноосной. Тензор диэлектрической проницаемости в системе координат с осью z , направленной вдоль намагниченности можно записать в виде:

$$[\varepsilon] = \varepsilon_j \begin{pmatrix} 1 & -iQ & 0 \\ iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

где $Q = Q_1 - iQ_2$ – комплексный магнитооптический параметр, зависящий от намагниченности среды, $\varepsilon_i = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$, $\varepsilon_1 = 2nk$, $\varepsilon_2 = n^2 - k^2$, n и k – показатели преломления и поглощения среды. Совместное решение (2.1), (2.2) и (2.3) с соответствующими граничными условиями приводит к формулам, описывающим все магнитооптические эффекты. Вводя для недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости обозначение $\varepsilon' = \varepsilon Q = \varepsilon'_1 - i\varepsilon'_2$, для экваториального эффекта Керра получим следующие формулы :

$$\begin{aligned} \delta_p &= a\varepsilon'_1 + b\varepsilon'_2, \\ a &= 2 \sin 2\varphi \frac{A}{A^2 + B^2}, \quad b = 2 \sin 2\varphi \frac{B}{A^2 + B^2}, \\ A &= \varepsilon_2(2\varepsilon_1 \cos^2 \varphi - 1), \quad B = (\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2) \cos^2 \varphi + \varepsilon_1 - \sin^2 \varphi \end{aligned} \quad (2.4)$$

φ - угол падения света. На основе формул (2.4) можно определить недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости ε'_1 и ε'_2 , если известны оптические константы ферромагнетика и значения ЭЭК для двух углов падения света. И, наоборот, зная недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости и оптические постоянные кристалла можно рассчитать величину экваториального эффекта Керра.

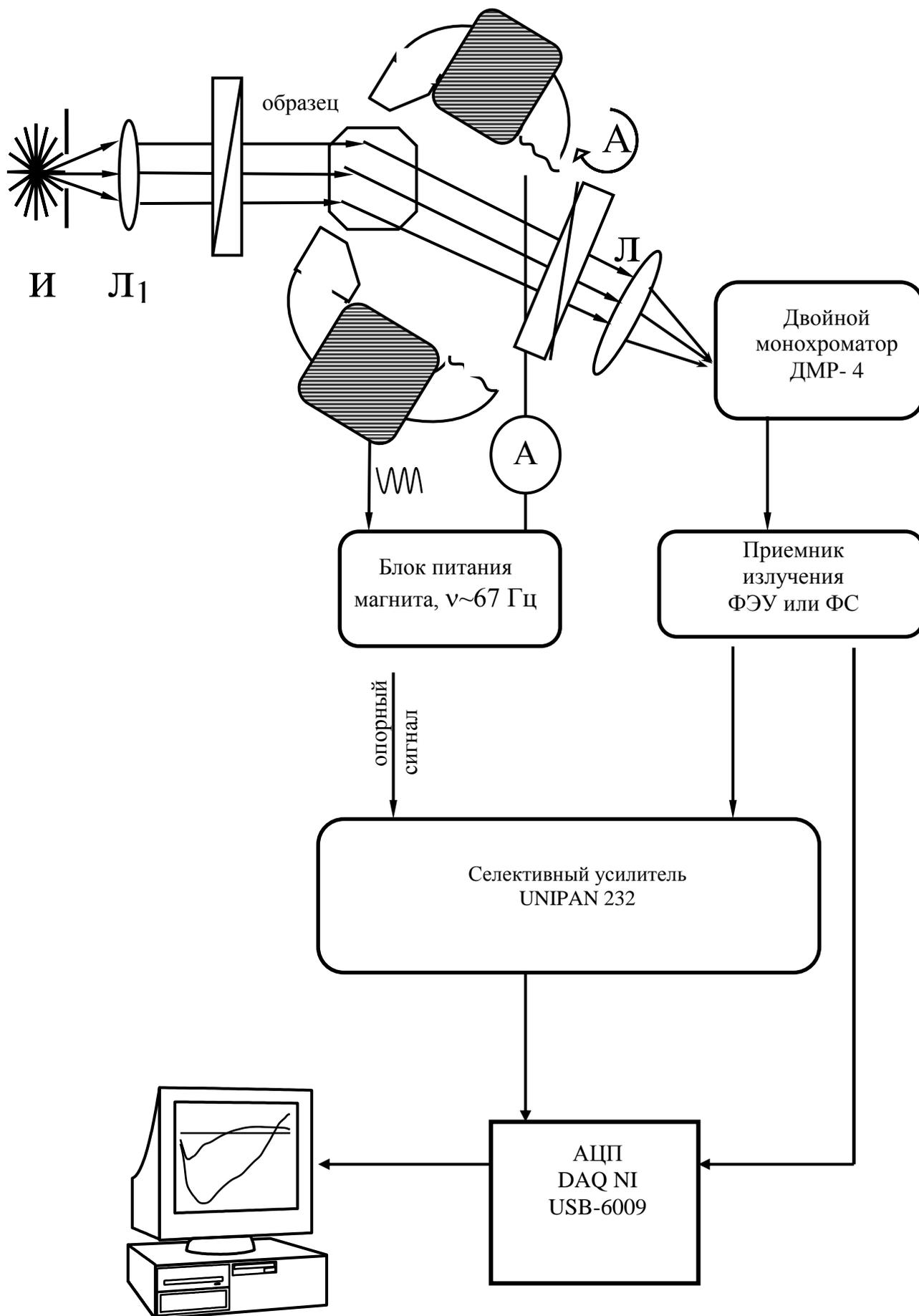
Целью данной работы являлось исследование многослойных пленок на основе гранулированного композита с концентрацией ФМ фазы в районе порога перколяции. Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Модернизировать программную часть установки для измерения экваториального эффекта Керра.
2. Исследовать МО свойства многослойных структур состава $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-z}(\text{X})/\alpha\text{-Si:H}(\text{Y})]_n$ с содержанием ФМ фазы $Z=46$ ат.% для различных толщин как композитного слоя, так и полупроводника.
3. Изучить спектры и изоэнергетические зависимости ЭЭК многослойных пленок, полученных при различных значениях внешнего магнитного поля.
4. Получить полевые зависимости ЭЭК наномультислойной системы для различных значений длин волн.

3. Экспериментальная установка

3.1. Принципиальная схема установки для измерения ЭЭК

Динамический метод измерения ЭЭК состоит в детектировании малых изменений интенсивности отраженного света при перемагничивании образца переменным магнитным полем. Схема установки приведена на рис.3.1.1. Свет от источника фокусируется линзой на образце, который находится в зазоре электромагнита, создающего магнитное поле, амплитудное значение которого может достигать 2,5 кЭ. Между линзой и образцом находится поляризатор. Далее отраженный свет падает на входную щель монохроматора, выходящий параллельный пучок монохроматического излучения фокусируется на приемнике излучения, который питается от стабилизированного источника питания. Регистрируемый приемником постоянный сигнал, пропорциональный полной интенсивности отражаемого образом света, поступает на первый канал АЦП. Измерительный тракт переменного сигнала, пропорциональный изменению интенсивности отраженного света при перемагничивании образца ΔR , включает селективный усилитель UNIPAN 232 и второй канал АЦП. Образец перемагничивается переменным полем электромагнита, частотой $f \sim 67$ Гц. Величина магнитного поля не превышала 2,5 кЭ. Угол падения излучения $\varphi = 70^\circ$, температура комнатная.



3.1.1 Схема установки для измерения экваториального эффекта Керра

Источник излучения - галогенная лампа TESLA.CHS-150 с излучением в диапазоне 0,5-4 эВ, которая питается через стабилизатор напряжения. Используется призмный двойной монохроматор ДМР-4. Для поляризации света используются поляризатор Франка-Риттера. В качестве приемников излучения используются: в инфракрасной области спектра (0,5-1,5 эВ) фотосопротивление PbS, а в видимой и ближней инфракрасной фотоэлектрический умножитель ФЭУ-106 (или ФЭУ-79). ФЭУ питается от источника постоянного тока БЛБНВЗ-05.

С помощью детектора, подключенного к селективному усилителю регистрируется сигнал, пропорциональной глубине модуляции $\Delta R(\omega)$. Величина примерно на два-три порядка меньше, чем постоянная составляющая $R(\omega)$. Это позволяет регистрировать обе величины и R , и ΔR одновременно. Для различных частот величина ЭЭК: $\delta(\omega)=k[\Delta R(\omega)/R(\omega)]$, где k - калибровочный коэффициент. Такой способ измерения практически исключает влияние нестабильности работы источника света и других приборов электронной части установки.

3.2. Среда графического программирования LabView

Для изучения магнитооптических свойств большого числа образцов была необходима модернизация программного обеспечения. Поставленная задача решалась с помощью программной среды LabView, которая хорошо зарекомендовала себя во многих лабораториях мира.

В основе LabVIEW лежит графический язык программирования. Помимо самой возможности программирования среда LabVIEW предоставляет в распоряжение пользователя широкий спектр инструментов и библиотек: от интерактивных мастеров настройки и пользовательских интерфейсов до встроенных компилятора, компоновщика и средств отладки.

Чтобы лучше понять основные преимущества концепции графического программирования, стоит обратиться к истории появления первого высокоуровневого языка. В середине 50-х годов XX века, на заре развития компьютерной техники, небольшое подразделение в IBM разработало альтернативный способ программирования суперкомпьютеров IBM 704 – язык FORTRAN. В отличие от существовавшего в то время низкоуровневого языка, предложенный специалистами язык был ближе к прикладной области, проще воспринимался человеком и позволял ускорить процесс разработки.

Сперва инженерное сообщество скептически отнеслось к появлению нового языка. Способность программ, написанных на FORTRAN, работать столь же быстро, как и

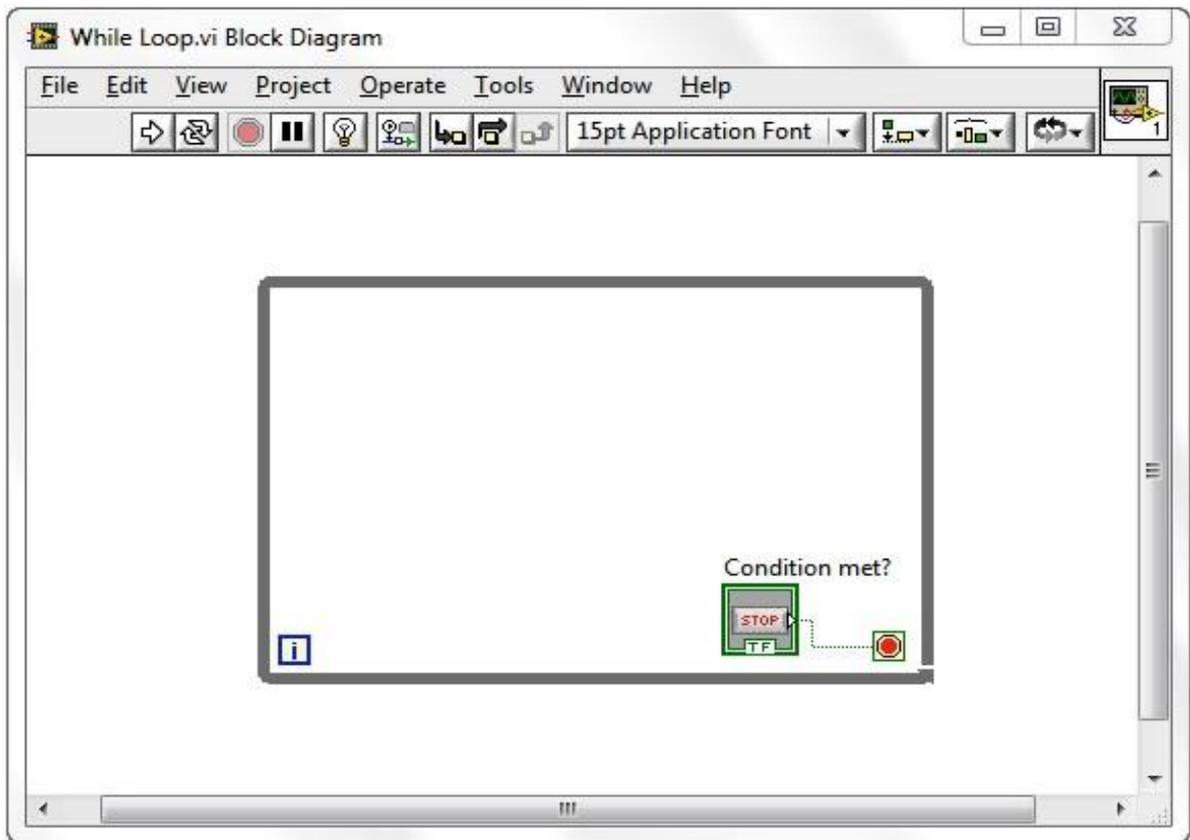


Рис.3.2.1. Условный цикл (цикл While) представлен в языке G в виде интуитивно понятной структуры, которая циклически выполняется до тех пор, пока не будет достигнуто условие выхода из цикла

кропотливо созданные на низкоуровневых языках, вызвала большие сомнения. Однако довольно скоро стало ясно, что разница в производительности практически отсутствует. С другой стороны, FORTRAN позволял сократить размер исходного кода в десятки раз, поэтому не удивительно, что он быстро завоевал популярность.

Несмотря на то, что высокоуровневые языки все время совершенствуются, вопрос повышения удобства и скорости работы остается актуальным и на сегодняшний день. Это объясняет популярность и широкое распространение языка G: графического языка среды Labview, с тех пор как он появился в 1986 году. Этот язык предоставляет максимально возможный уровень абстракции, что позволяет пользователям работать более эффективно.

Существует два основных отличия LabVIEW от других языков программирования. Во-первых, LabVIEW реализует концепцию графического программирования, поэтому исходный код представляет собой блок-диаграмму (соединенные друг с другом пиктограммы элементов языка (рис.3.2.1)), которая затем компилируется в машинный код. Несмотря на такой подход в языке G используются те же конструкции и методы

программирования, что и в других языках: типы данных, циклы, переменные, рекурсия, обработка событий и объектно-ориентированное программирование.

Вторая отличительная особенность LabVIEW - это поддержка выполнения кода, написанного на графическом языке, в режиме потока данных (потокосное программирование), в то время как традиционные текстовые языки (например, C и C++) обеспечивают выполнение кода в виде последовательности команд. В основе языков потокосного программирования (таких как G, Agilent VEE, Microsoft Visual Programming Language и Apple Quartz Composer) лежит концепция потока данных, который и определяет последовательность выполнения функциональных узлов программы.

Поначалу может показаться, что отличие подобного подхода от традиционного не существенно, однако на практике оказывается иначе. А именно, потокосное программирование в среде LabVIEW позволяет разработчику полностью сфокусироваться

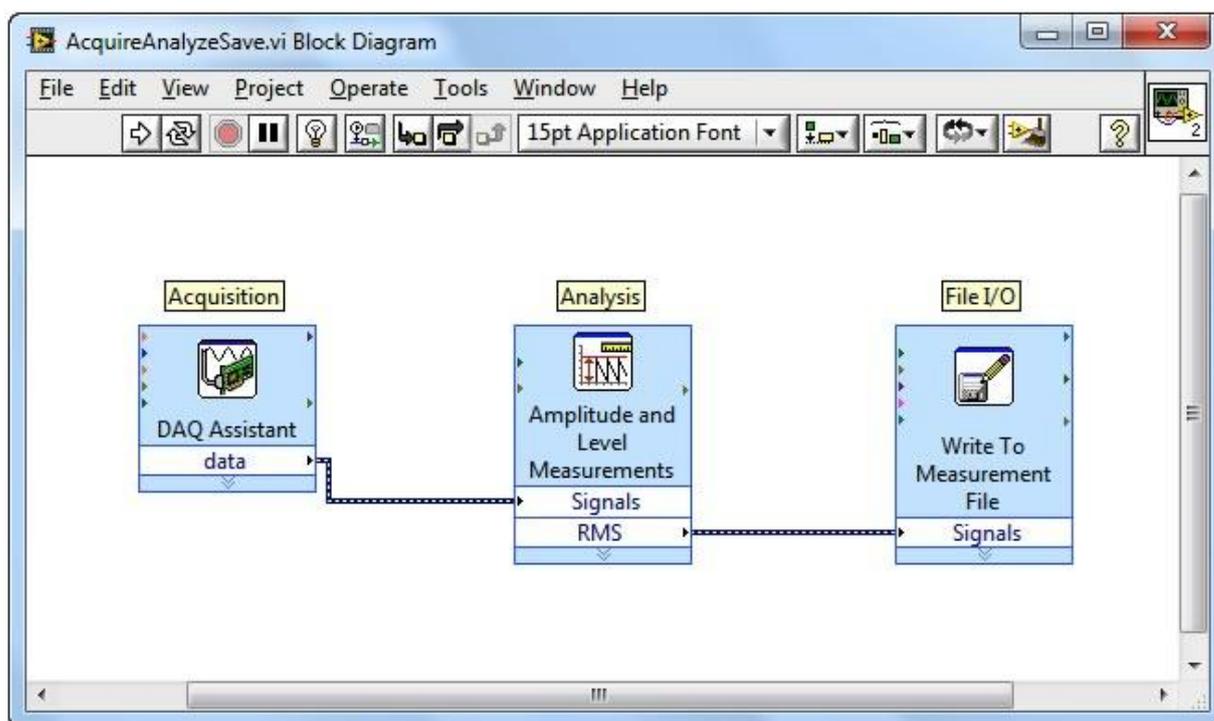


Рис.3.2.2. Данные появляются в результате работы функции сбора данных, а затем передаются узлу анализа и, следом за ним, узлу сохранения результатов в файл

на данных и путях их обработки. Узлы программы - функции, циклы и прочие конструкции языка - получают данные через входы, производят их обработку и выводят данные с помощью выходов. Как только значения параметров поступают на каждый из входных терминалов узла, происходит выполнение кода узла (обработка поступивших данных), после чего значения выходных параметров оказываются доступными на

выходных терминалах узла для дальнейшей их передачи на другие узлы согласно логике потока данных. Соответственно, из двух последовательно связанных узлов, второй сможет быть выполнен только после получения данных от предыдущего (рис.3.2.2).

Как и большинство людей, многие инженеры и ученые решают поставленные перед собой задачи, оперируя образами или символами. Подобный поход развивается в

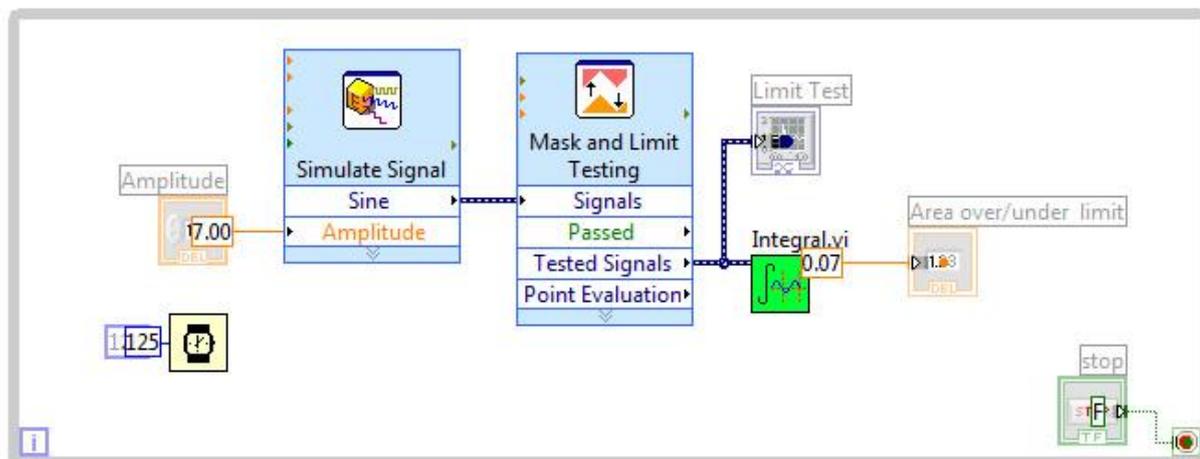


Рис.3.2.3. Анимация выполнения наглядно демонстрирует последовательность выполнения графического кода

процессе обучения и применения соответствующих инструментов обработки информации – различных схем и диаграмм. Однако большинство языков программирования требуют изучения специфического синтаксиса и адаптации моделей прикладной области к возможностям языка. В тоже время, графический язык G позволяет работать с интуитивно понятными структурами.

Код языка G обычно удобнее для инженеров и ученых, потому что они привыкли к визуальной работе с данными, моделированию процессов с помощью блок-схем и диаграмм состояний, которые также отражают потоки данных (рис.3.2.3). Помимо этого, потоковое программирование обуславливает необходимость работать в терминологическом поле прикладной области задачи. Например, типичное приложение на графическом языке сперва получает данные с нескольких каналов датчиков температуры, затем передает данные функции, выполняющей анализ, и, наконец, сохраняет данные на диск. Графическое представление программы наглядно демонстрирует порядок выполнения операций и потоки данных.

Поскольку концепция графического языка проста для понимания, LabVIEW предоставляет в распоряжение пользователя столь же удобные и интуитивно понятные

инструменты среды разработки. Например, уникальные средства отладки позволяют наглядно отобразить процесс распространения данных по схеме, а также отобразить соответствующие значения на входах и выходах узлов кода[68].

Принимая во внимание доступность и все перечисленные преимущества языка G, для создания программного обеспечения экспериментальной установки был выбрана среда программирования LabView. Результатом программирования на языке G, как правило, является виртуальный прибор, с помощью лицевой панели которого происходит ввод-вывод данных.

Лицевая панель виртуального прибора, написанного для экспериментальной установки, предназначенной для исследования магнитооптических свойств новых магнитных материалов в геометрии экваториального эффекта Керра, представлена на

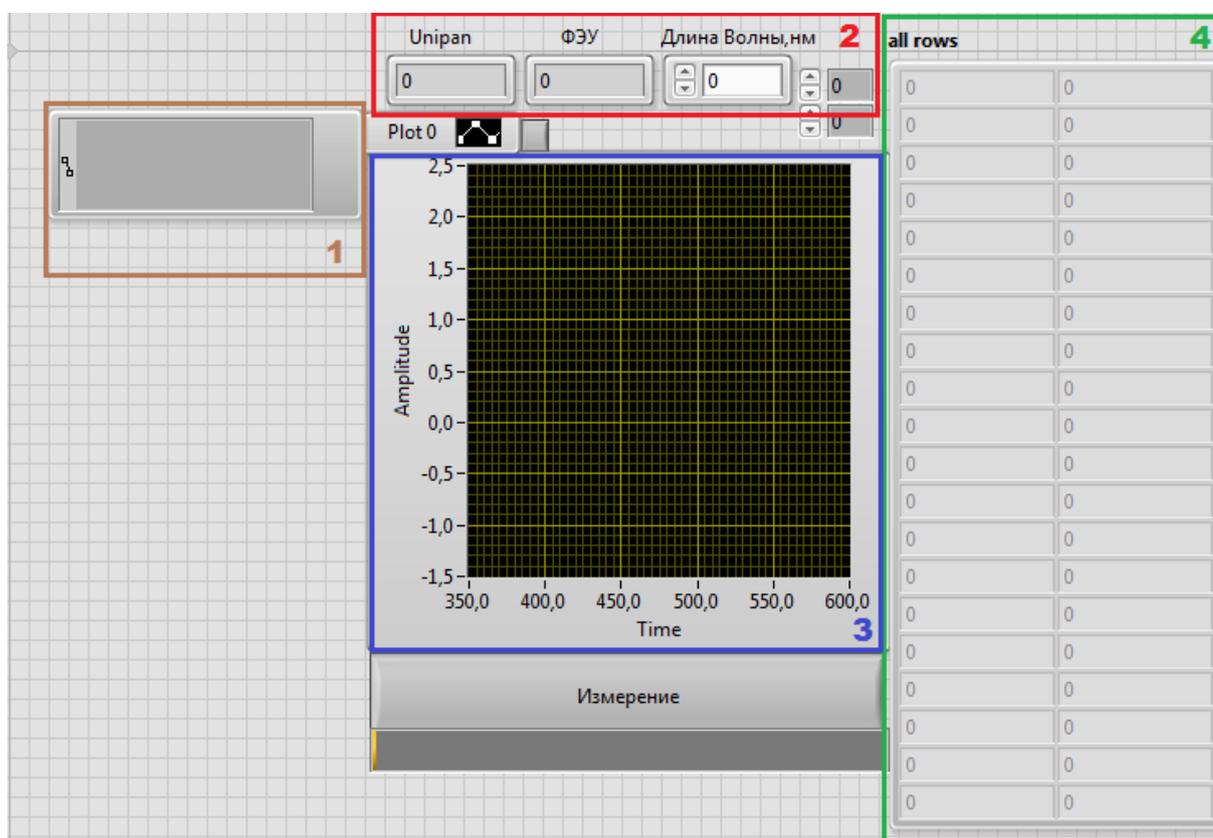


Рис. 3.2.4 Лицевая панель виртуального прибора экспериментальной установки

рисунке 3.2.4. В первой области находится окно, где производится ввод пути к текстовому файлу, куда будут сохранены результаты измерений. В процессе измерений, каждое полученное значение практически моментально записывается в файл формата «.txt», таким образом, при аварийном завершении программы данные не будут потеряны. В зоне, отмеченной красным цветом на рисунке, первые два окна отвечают за вывод актуальных

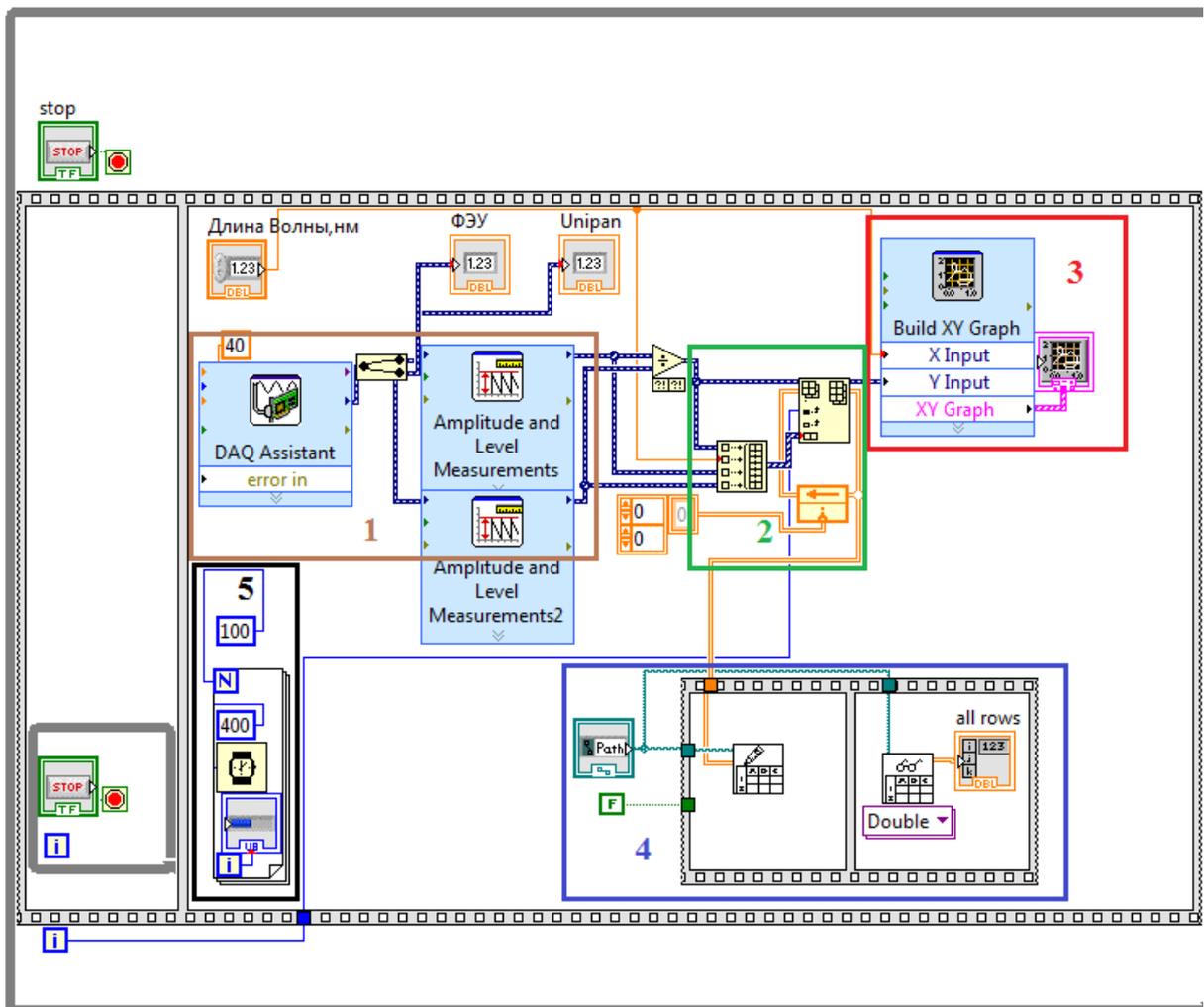


Рис.3.2.5 Графический код программы экспериментальной установки

данных, получаемых с аналоговых приборов, а в третье окно вводится длина волны, на которой производится измерение ЭЭК. Также эта программа может быть легко модифицирована для получения спектральных, полевых, угловых, ориентационных, температурных зависимостей и т.д. Третья выделенная зона – графическая, в этой зоне происходит отображение экспериментальных данных в виде зависимости относительного изменения интенсивности при перематывании образца от длины волны или других выбранных параметров. Среда программирования позволяет увеличивать или уменьшать масштаб сетки, а также выбрать автоматический режим масштабирования в процессе измерений. В таблице под номером четыре фиксируются значения измеренных значений ЭЭК.

Исполняемая часть программы отображается в среде LabView, как блок-схема или графический код (рис. 3.2.5). Основные части кода поделены на зоны, выделенные цветными рамками. Первая зона состоит из модулей, отвечающих за получение данных с аналоговых входов АЦП и их усреднение. Модулем «DAQ Assistant» производится считывание данных с частотой 100 Гц в течение 10 секунд, после чего в модуле «Amplitude and Level Measurements» происходит усреднение полученных значений. Во

второй зоне происходит запись данных в массив. После чего в красной и синей зонах производится построение графика и запись точек в файл соответственно. В зоне 5 находятся модули, которые отвечают за отображение анимации на лицевой панели прибора.

Полученная программа позволяет не только быстро и легко ее модифицировать в зависимости от задачи, но и повысить скорость и точность измерений за счет АЦП с высокой частотой преобразования 48 кГц и высокой разрядности 14 бит, которая позволяет измерить сигнал с точностью до 10^{-4} . Поскольку над преобразованными цифровыми данными в программной среде LabView предусмотрена возможность производить различные математические операции, то можно выводить на лицевую панель прибора как каждый из сигналов, обрабатываемых АЦП, так и их отношение. К тому же, программа имеет удобный интерфейс и позволяет изменять параметры усреднения измерений непосредственно во время работы.

3.3. Ошибки измерений

Источник ошибок измерений, которые влияют на величину магнитооптических эффектов, но не влияют на общий ход спектральных кривых (систематические ошибки) состоят из ошибок связанных с классом точности приборов, с неточностью их настройки, с шумами и наводками в измерительной схеме, с влиянием рассеянного света на приемники излучения и др. К систематическим ошибкам можно отнести также ошибки, связанных с неточностью определения градуировки монохроматора, неточностью выставления угла падения света на образец, и т.д. Некоторые из этих помех могут быть учтены и устранены, некоторые сведены к минимуму. В частности, менее всего контролируемые шумы и наводки сводятся к минимуму путем соответствующего расположения приборов, подводящих проводов, их экранированием и заземлением. Влияние рассеянного света наиболее сильно сказывается при измерениях в ультрафиолетовой области спектра, где падает чувствительность фотоприемника и уменьшается интенсивность источника света. Поэтому приходится повышать напряжение питания ФЭУ и тщательно затемнять оптическую часть установки. Вклад отдельных случайных ошибок в точность определения магнитооптических эффектов теоретически оценить трудно. Они могут меняться от измерения к измерению. В каждом конкретном случае их можно определить экспериментально, изучая распределение измеряемой величины. Многочисленные проверки и оценки показывают, что они не превышают 10 %. Влияние случайных ошибок сводилось к минимуму многократным повторением измерений, а так же тщательной стабилизацией источников питания фотоприемников

(например, фотоспротивление питается от источника постоянного напряжения – ртутных батарей с напряжением 25 в), и источников излучения. В этом случае случайные ошибки минимальны в области наибольшей чувствительности установки и составляют 2-3 %.

4. Образцы

В данной работе исследовались многослойные структуры гранулированный ферромагнетик – полупроводник состава $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_Z(Al_2O_3)_{100-Z}(X)/\alpha-Si:H(Y)]_n$ с числом бислоев $n=40$ – схематично изображенные на рис.4.1. Параметры образцов указаны в таблице 1. Для этих пленок в качестве полупроводника был выбран аморфный гидрогенизированный кремний Si, что обусловлено его традиционно широким применением в полупроводниковой электронике и возможностью проведения сравнительного анализа результатов с работами других авторов. В качестве металлической компоненты в композите был использован сплав $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$, который относится к легко аморфизируемым безметаллоидным системам с максимальным содержанием ферромагнитной фазы (90 %).

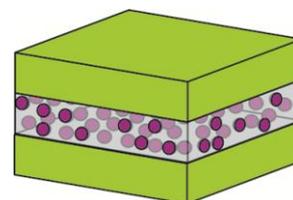


Рис. 4.1 Схематичное изображение чередования слоев в многослойной структуре пленки $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})(Al_2O_3)(X)/Si(Y)]_n$

Для получения исследованных в работе наноразмерных структур: многослойных пленок ФМ сплав-кремний и гранулированный композит–кремний, использовался метод

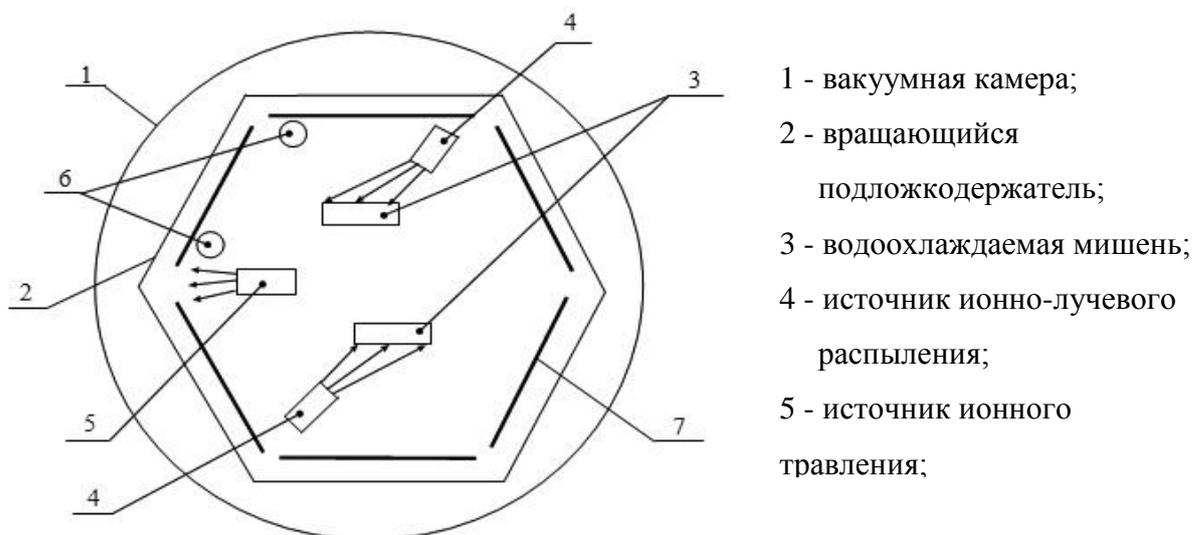


Рис.4.2 Схема установки ионно-лучевого напыления

ионно-лучевого распыления. Напылительная установка (рис. 4.2,4.3) была спроектирована

на кафедре ФТТ Воронежского Государственного Технического Университета доктором физ.-мат. наук А.В. Ситниковым.

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

Источник ионно-лучевого распыления рис. 4.3 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.

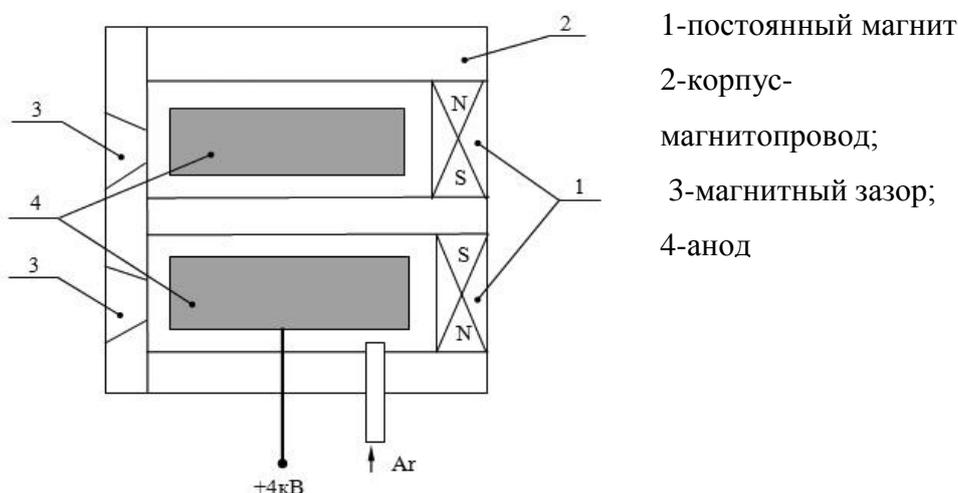


Рис.4.3 Источник ионно-лучевого распыления

Выталкиваемые электрическим полем из плазмы ионы аргона создают поток частиц высокой энергии, который направляется на мишень от источника распыления или на подложку от источника ионного травления. Так как данный источник ионов не связан с объектом распыления (мишенью или подложкой), он дает возможность распылять ферромагнитные сплавы, а при наличии компенсатора – и диэлектрические материалы.

Напыление осуществлялось на неохлаждаемые кварцевые подложки в атмосфере аргона чистотой 99.992 %. Во время распыления происходила непрерывная смена аргона в камере путем его напуска через дозирующий вентиль в ионный источник и откачки диффузионным насосом. Осаждение кремния проводилось в атмосфере аргона, содержащей примеси водорода, что позволило уменьшить дефектность получаемых полупроводниковых слоев и увеличить удельное электрическое сопротивление *a*-Si. Варьирование времени распыления и мощности источника распыления каждой

компоненты позволяет создать образцы с широким диапазоном толщин как нанокompозита, так и полупроводника, а также различным соотношением слоев X/Y.

Таблица 1. Параметры образцов состава $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_Z(Al_2O_3)_{100-Z}(X)/\alpha-Si:H(Y)]_n$ с числом бислоев $n=40$

Номер образца	Толщина композитных слоев X, нм	Толщина слоев кремния Y, нм	Отношение толщин X/Y	Относительная концентрация ФМ фазы в образце f^I , ат%
<i>1</i>	<i>1,76</i>	<i>0,72</i>	<i>2,44</i>	<i>32,6</i>
<i>2</i>	<i>1,78</i>	<i>1,02</i>	<i>1,75</i>	<i>29,2</i>
<i>3</i>	<i>2,14</i>	<i>2</i>	<i>1,07</i>	<i>23,8</i>
<i>4</i>	<i>2,16</i>	<i>2,33</i>	<i>0,93</i>	<i>22,1</i>
<i>5</i>	<i>2,17</i>	<i>2,62</i>	<i>0,83</i>	<i>20,8</i>
<i>6</i>	<i>2,18</i>	<i>2,83</i>	<i>0,77</i>	<i>20</i>
<i>7</i>	<i>2,18</i>	<i>3,02</i>	<i>0,72</i>	<i>19,3</i>

Зависимости намагниченности и удельного электросопротивления исследованных образцов от толщины прослоек кремния представлены на рис.4.4 [8]. Также были исследованы свидетели — наномультислойные пленки состава $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})(X)/(a-Si)(Y)]$ с числом бислоев 40, параметры образцов указаны в таблице 2.

Таблица 2. Параметры образцов состава $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})(X)/(a-Si)(Y)]$ с числом бислоев 40.

Номер образца	Толщина композитных слоев X, нм	Толщина слоев кремния Y, нм	Отношение толщин X/Y	Содержание CoFeZr f , ат%
<i>1</i>	<i>1,58</i>	<i>0,63</i>	<i>2,51</i>	<i>71,5</i>
<i>2</i>	<i>1,78</i>	<i>0,90</i>	<i>1,98</i>	<i>66,4</i>
<i>3</i>	<i>1,93</i>	<i>1,18</i>	<i>1,64</i>	<i>62,0</i>
<i>4</i>	<i>2,03</i>	<i>1,47</i>	<i>1,38</i>	<i>58,0</i>

¹ Относительная концентрация ферромагнитной фазы в образце f , ат.%, определялась как

$$f = \frac{x \cdot Z}{(x + y)}$$

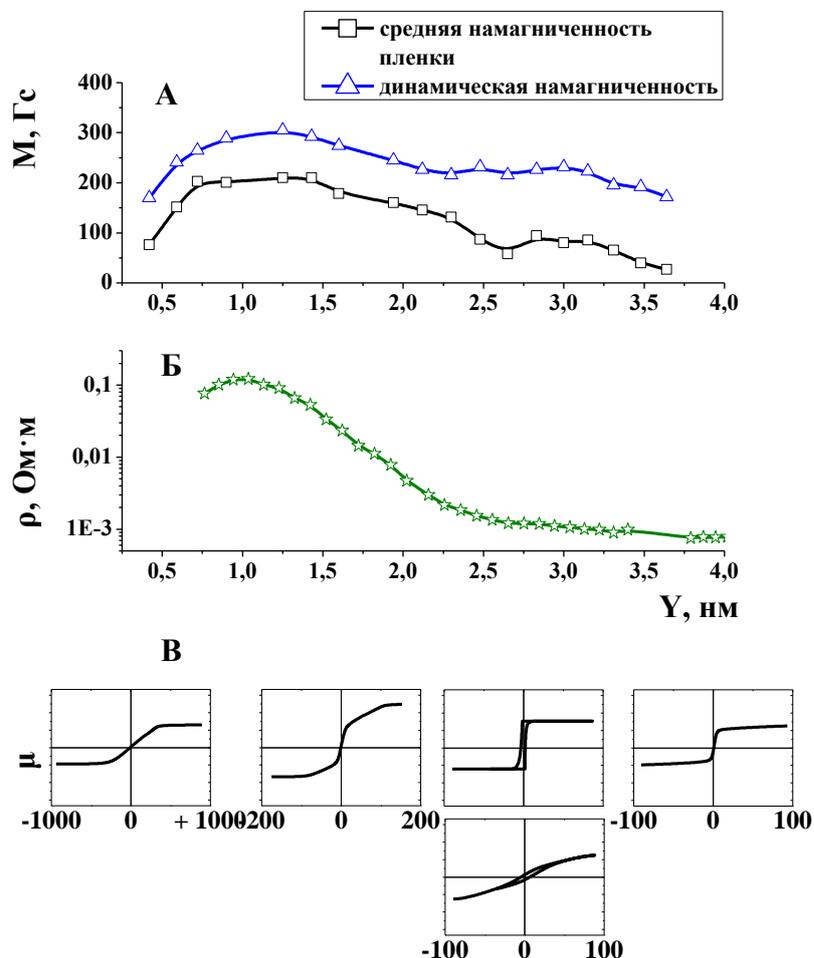


Рис. 4.4. Зависимости намагниченности [8] (А) и удельного электросопротивления (Б) многослойных пленок от толщины прослоек кремния (Y). На петлях гистерезиса (В) величина магнитного момента приведена в относительных единицах [8].

5. Экспериментальные результаты и обсуждение

Спектры ЭЭК исследованных структур $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_z(Al_2O_3)_{100-z}(X)/\alpha-Si:H(Y)]_n$ были получены в диапазоне энергий световых квантов $h\nu=0,5-4$ эВ в магнитном поле до 2,1 кЭ и комнатной температуре. На рисунке 5.1 представлены спектры ЭЭК серии наноструктур для $H=2,1$ кЭ.

По характеру спектров ЭЭК образцы, условно, можно поделить на три группы: с толщинами прослоек кремния менее 2 нм, с толщинами 2-2,6 нм и более 2,6 нм. Для образцов первой группы наблюдается смена знака эффекта в ИК области и максимум эффекта в видимом диапазоне длин волн. В ИК области для образцов этой серии наблюдается аномальный рост ЭЭК в области малых толщин кремния (до 2 нм). Максимальное значение эффекта обнаружено для образца с $X=1,65$ нм и $Y=1,30$ нм. При увеличении толщины полупроводниковой прослойки величина эффекта убывает. А для

образца с толщиной прослойки кремния менее 1 нм наблюдается еще и резкий спад эффекта в диапазоне энергий световых квантов (2-4) эВ. Для образцов второй группы эффект имеет положительный знак во всем исследованном диапазоне длин волн и растет с увеличением частоты падающего света (до 3,7 эВ), при $h\nu > 3,7$ эВ на спектрах появляется частотно-независимый участок. Образцы третьей группы по общему характеру напоминают образцы с толщинами 2-2,6 нм, но величина эффекта меньше и обнаружен локальный максимум в районе 1 эВ.

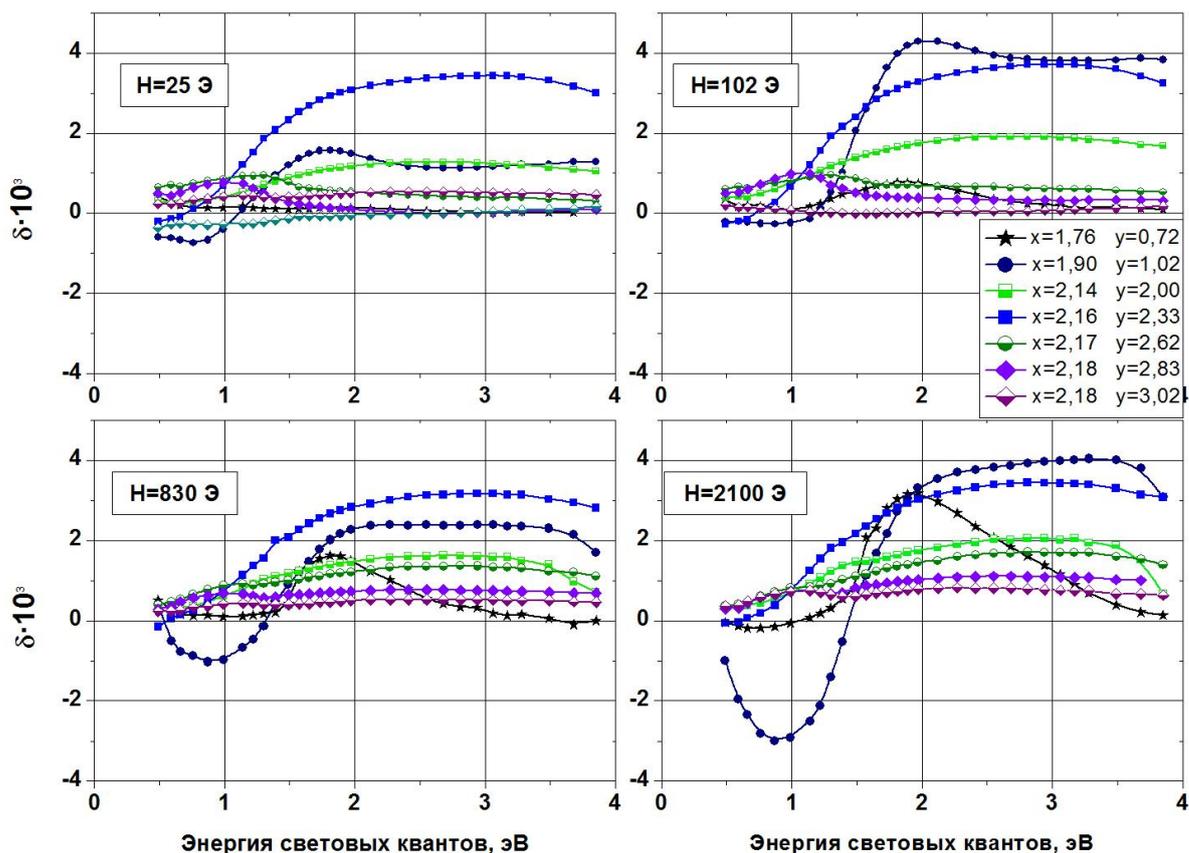


Рис. 5.1 Спектры ЭК многослоек $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_z(Al_2O_3)_{100-z}(X)/Si(Y)]_n$, полученные в разных магнитных полях.

Также, были исследованы полевые зависимости для образцов этой серии в ИК и видимой области спектра. На рисунке 5.2 представлены полевые зависимости ЭК для $h\nu=3,06$ (А) и 1,36 эВ (Б) (значение ЭК нормировано на значение эффекта в максимальном магнитном поле 2,1 кЭ). Обнаружено, что вид кривых намагничивания сложным образом зависит от толщины прослойки кремния. В видимом диапазоне (рис. 5.2 А) с увеличением толщины полупроводника обнаружена следующая эволюция полевых зависимостей: у образца с самой тонкой прослойкой кремния ($Y=0,72$ нм) наблюдается небольшое отклонение от линейной зависимости $\delta(H)$; образцы с толщинами

$Y=1,02-2,33$ нм проявляют, в общих чертах, ферромагнитный характер намагничивания – в полях до 300 Э происходит резкое увеличение эффекта, но кривая $\delta(H)$ не выходит на насыщение, а отмечается слабый линейный рост ЭЭК вплоть до 2 кЭ. Дальнейшее увеличение толщины прослойки кремния ($Y=(2,5-3)$ нм) приводит к обратной эволюции вида полевых зависимостей ЭЭК: от ферромагнитного к суперпарамагнитному. Для образца с толщиной кремния $Y=3,02$ нм обнаружено anomalous изменение знака ЭЭК в малом поле (менее 60 Э): амплитуда эффекта увеличивается в поле до 30 Э (δ имеет отрицательный знак), затем уменьшается до нуля, происходит смена знака с последующим ростом положительного эффекта.

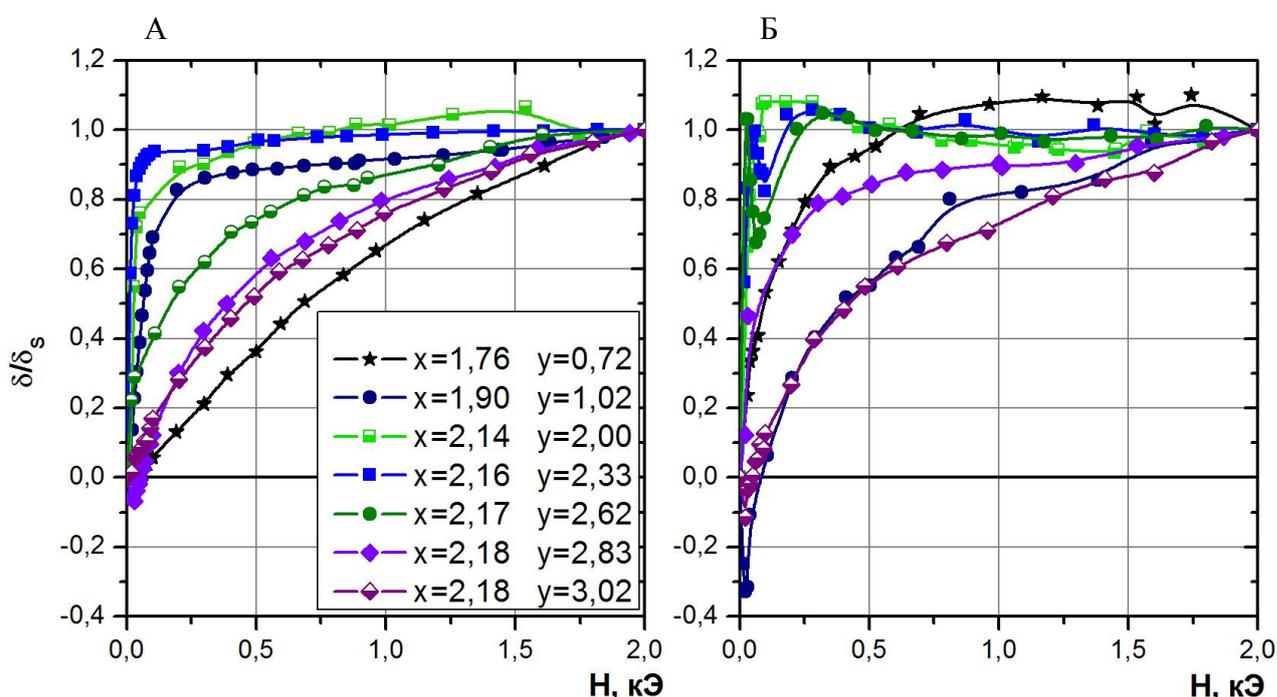


Рис. 5.2 Полевые зависимости ЭЭК $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_Z(Al_2O_3)_{100-Z}(X)/\alpha-Si:H(Y)]_n$ с $Z=49$ ат. % в видимом диапазоне (А) и инфракрасном (Б)

В ИК диапазоне (рис 5.2 Б) для пленок с толщинами кремния $Y=0,72$ нм и $Y=2,83$ нм полевые зависимости имеют ферромагнитный характер. Для ряда образцов обнаружено несколько аномалий. Первая – у наноструктур с ($2 < Y < 2,8$) нм локальный максимум эффекта в районе 40 Э, с последующим уменьшением ЭЭК в большом поле. Аналогичный вид зависимости наблюдался для послойно напыленных нанокompозитов $(CoFeZr)(Al_2O_3)[35]$ и в исследованных пленках со сплошным слоем ферромагнетика (приложение, рис.2). Такого вида зависимости свидетельствуют о том, что слои нанокompозита являются магнитно-неоднородными, где наряду с большими кластерами

присутствуют малые гранулы. Большие кластеры CoFeZr дают ферромагнитный вклад, а малые гранулы – суперпарамагнитный, причем знак эффекта различен. Вторая – наблюдается смена знака эффекта в малых полях (<100 Э) для структур с $Y=1,02$ нм и $Y=3,02$ нм. Такого же вида аномалии присутствовали на полевых зависимостях ЭЭК для многослойных пленок аналогичного состава $(\text{CoFeZr})_Z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-Z}/\text{Si}$, с концентрацией ферромагнитной фазы до порога перколяции $Z=40$ ат.% (приложение рис.5 [63]). А третья аномалия, заключается в появлении локальных минимумов на кривых $\delta(H)$ в районе 70 Э для пленок ($2 \leq Y \leq 2,62$) нм. Все перечисленные особенности полевых зависимостей ЭЭК, вероятно, объясняются наличием конкурирующих вкладов от нескольких магнитных фаз, которые могут иметь как одинаковые, так и разные знаки эффекта для разных длин волн.

Для более детального исследования магнитной структуры пленок были проведены дополнительные измерения спектров в меньших полях: $0,83$ кЭ, $0,1$ кЭ и в области максимального проявления аномалии на зависимостях $\delta(H)$ (для каждого образца это поле различно).

По изменению вида спектров при уменьшении магнитного поля, исследованные структуры можно также поделить на три группы. Для пленок с толщиной кремния до 2 нм при уменьшении поля изменяются как характер спектров, так и величина ЭЭК. У образцов с толщинами кремния от 2 до $2,6$ нм при уменьшении поля изменяется только величина эффекта, а характер спектров не изменяется. Для наноструктур с прослойкой полупроводника больше $2,6$ нм обнаружено, что величина эффекта в видимом диапазоне убывает значительно быстрее, чем в ИК области. При толщине кремния $3,02$ нм на спектрах наблюдается плавное уменьшение эффекта с уменьшением поля для энергий квантов менее $1,5$ эВ с последующей сменой знака и ростом амплитуды эффекта в полях менее 50 Э. Для локального максимума в ИК диапазоне отмечено увеличение ЭЭК с ростом толщины полупроводника (до $2,83$ нм).

На основании полученных спектров, измеренных в различных магнитных полях, были построены изоэнергетические зависимости ЭЭК. Видно, что кривые $\delta(Y)$ сложным образом зависят от толщины прослойки полупроводника для всех длин волн и имеют два пика: в районе толщины кремния $Y=1$ нм и $Y=2,3$ нм. Соотношение величины эффекта в пиках изменяется с уменьшением магнитного поля. Это можно связать с образованием нескольких магнитных фаз в пленке при напылении, которые дают различный вклад в МО отклик структуры в зависимости от приложенного поля.

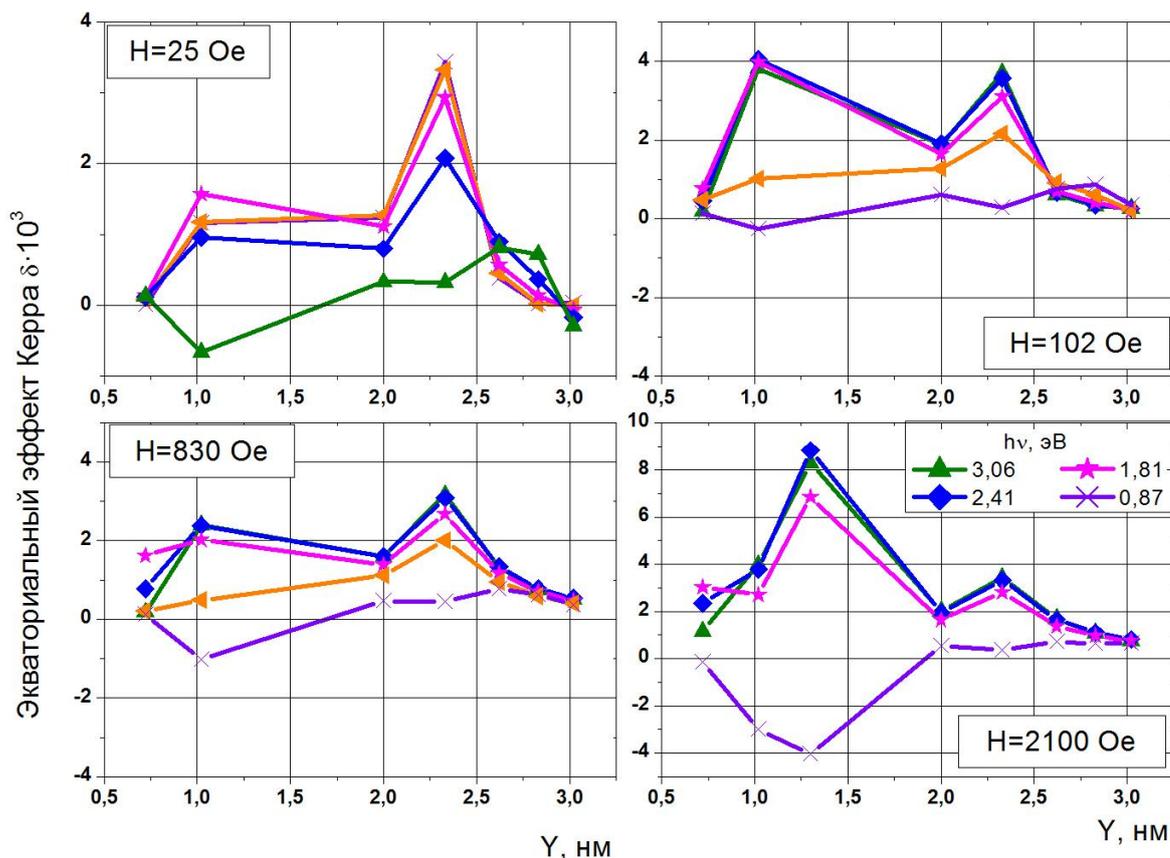


Рис. 5.3 ИЗОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭЭК ОТ ТОЛЩИНЫ ПРОСЛОЙКИ КРЕМНИЯ ДЛЯ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_z(Al_2O_3)_{100-z}(X)/Si(Y)]_n$

Наблюдается корреляция спектральных и полевых зависимостей ЭЭК, намагниченности, удельного электросопротивления от толщины кремния, а также формы петель гистерезиса, измеренных в плоскости слоя для различных значений полупроводника [8] (рис. 5.3 и рис. 4.4). В интервале толщин кремния от 0,5 до 1 нм установлен рост и ЭЭК и электросопротивления, и намагниченности образцов. При этом наблюдаются безгистерезисные петли с плавным выходом на насыщение в полях более 300–500 Э. Максимальные значения ЭЭК, намагниченности и удельного электросопротивления наблюдаются для толщины кремния $Y \sim 1,30$ нм. Спектры для этого диапазона толщин Si имеют вид, характерный для объемного нанокompозита за порогом перколяции (приложение рис. 1B). Полученные результаты можно объяснить тем, что слои, как композита, так и полупроводника являются дискретными, при этих толщинах X и Y, то есть гранулы композита находятся в сложной матрице, состоящей из диэлектрика Al_2O_3 , полупроводника Si (и/или силицидов металлов, образующихся в процессе напыления пленки); и в этом, получившемся объемном нанокompозите при данных соотношениях толщин X и Y наблюдается порог перколяции. При увеличении толщины прослойки кремния до 2 нм, величина ЭЭК, намагниченности и электросопротивления

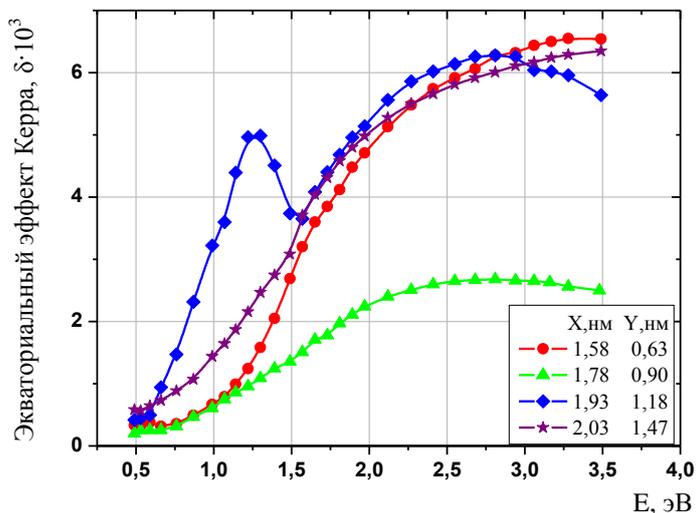


Рис. 5.4 Спектральные зависимости ЭЭК CoFeZr/Si до порога перколяции

резко уменьшается. На петлях гистерезиса при этом появляется участок со скачкообразным изменением намагниченности.

Для области толщин кремния от 2 нм до 2,6 нм наблюдается локальный максимум положительного эффекта в видимом диапазоне длин волн при толщине кремния 2,33 нм. В этом диапазоне

толщин Si многослойки проявляют свойства тонкопленочных магнитомягких материалов и проводимость металлического типа. Петли гистерезиса таких образцов типичны для пленок с одноосной анизотропией: прямоугольные в одном направлении и наклонные — в другом. Коэрцитивная сила менее 1 Э, поле анизотропии 50–100 Э. Вид спектров ЭЭК аналогичен спектрам пленок CoFeZr/Si (рис.5.4) и полученным в [63]. Что, вероятно, указывает на образование тонкой сплошной прослойки кремния, которая объединяет гранулы, как вдоль одного слоя нанокompозита, так и гранул соседних слоев. При толщинах полупроводника от 2,6 до 3 нм форма петель гистерезиса аналогична петлям, полученным для диапазона 2–2,6 нм, а величина эффекта падает, что связано не только с уменьшением относительной концентрации ферромагнетика, но и с тем, что процесс силицидообразования уже закончен и начинает формироваться слой Si. В таком случае, при увеличении толщины кремния, соседние слои нанокompозита взаимодействуют слабее. На спектрах локальный максимум эффекта в ИК диапазоне аналогичен максимуму для CoFeZr/Si с толщинами ферромагнетика X=1,93 нм и полупроводника Y=1,18 нм (рис.5.4). Различие характерных толщин для структур со сплошными слоями ферромагнетик и нанокompозитом, вероятно, можно объяснить влиянием условий напыления и наличием Al₂O₃ в составе нанокompозита. Пленки осаждались при различных скоростях вращения подложкодержателя в распылительной камере, что влияло на температуру подложки, тем самым и на эффективность образования силицидов. А наличие диэлектрика уменьшает площадь контакта ферромагнетик – полупроводник, что уменьшает количество силицидов. Эти два фактора позволяют сделать вывод о формировании одинакового и по концентрации, и по форме гранул слоя нанокompозита в пленках (CoFeZr)Al₂O₃/Si и CoFeZr/Si. А величина эффекта определяется соотношением ферромагнитной фазы и немагнитных Al₂O₃, Si, силицидов металлов.

6. Заключение

Объединяя совокупность полученных экспериментальных данных, можно сделать заключение, что МО отклик наномультислойных систем зависит и от дискретности образующих слоев, и от толщин X и Y , и от соотношения толщин X/Y , и от свойств образовавшихся новых магнитных фаз. В исследованных магнитополупроводниковых пленках наличие кремния сложным образом влияет на свойства полученных структур. Si может и уменьшать концентрацию ферромагнитной фазы, за счет вступления в химическую реакцию с металлами, и объединять гранулы ферромагнитного сплава, как вдоль одного слоя, так и соседних слоев, увеличивая, тем самым, относительную концентрацию ферромагнетика во всем объеме образца. Появление силицидов образует новый нанокompозит $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})(\text{Si}+\text{силициды})$, концентрация ФМ фазы в котором зависит от эффективных толщин образующих слоев. Исследование магнитных и транспортных свойств пленок не дало информации о наличии нескольких магнитных фаз, а магнитооптическим методом удалось проследить конкуренцию вкладов от композитных слоев $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_Z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-Z}$ и образовавшегося в процессе изготовления пленок композита $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})(\text{Si}+\text{силициды})$, в зависимости от параметров образцов.

7. Основные результаты и выводы

В широкой области энергий световых квантов (0,5 – 4,2 эВ) изучены дисперсия магнитооптического экваториального эффекта Керра и полевые зависимости ЭЭК многослойных магнитополупроводниковых структур на основе гранулированного ферромагнетика $(\text{CoFeZr})_z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-z}$ и аморфного гидрогенизированного кремния. Обнаружены аномалии на полевых и спектральных зависимостях ЭЭК, заключающиеся в смене знака эффекта и нарушении плавного хода кривых намагничивания, а также в изменениях характера спектров, полученных в разных полях.

Установлено, что:

1. Магнитооптический отклик сложным образом зависит не только от толщин образующих слоев и их соотношения, но и от приложенного магнитного поля.
2. Слои гранулированного ферромагнетика толщиной до 2 нм являются дискретными; структура образцов при этом обладает свойствами объемного нанокompозита: ферромагнетик в сложной матрице $\text{Si} + \text{Al}_2\text{O}_3$, концентрация ферромагнетика в котором зависит от толщин образующих слоев.
3. Особенности на спектральных и полевых зависимостях для структур со сплошным слоем гранулированного ферромагнетика могут быть качественно объяснены конкуренцией вкладов нескольких магнитных фаз, образующихся в процессе напыления пленки.
4. На границе раздела нанокompозит–полупроводник идет образование магнитного интерфейса, который существенно влияет на МО свойства многослойных пленок. Влияние интерфейса довольно сложно описать из-за множества факторов, влияющих на его образование и структуру.
5. Наличие нескольких магнитных фаз в магнитополупроводниковых структурах $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-z}(\text{X})/\text{Si}(\text{Y})]_n$ удается показать только магнитооптическим методом.

Список литературы

1. Mitani S., Fujimori H., Takanashi K., Yakusiji K., Ha J.G., Takanashi S., Maekawa S., Ohnuma S., Kobayashi N., Masumoto T., Ohnuma M., Hono K., Tunnel-MR and spin electronics in metal-nonmetal granular systems//JMM.1999.V.198-199/P.179
2. Slonczewski J.C. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by tunneling barrier//Physical Review B/ 1989.V.39.N10.P/6995-7002
3. Ganshina E., Granovsky A., Dieny B., Kumaritova R., Yurasov A. Magneto-optical spectra of discontinuous multilayers Co/SiO₂ with tunnel magnetoresistance// Physica B 229,2001,P260-264
4. И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, В.С. Гущин, Магниторефрактивный эффект в гранулированных пленках с туннельным магнитосопротивлением. // ФТТ, 42 (2000) 487.
5. Katayama T., Suzuki Y., Awano H., Nishihara Y., Koshizuka N. Enhancement of the Magneto-optical Kerr Rotation in Fe/Cu Bilayered Films. // Phys.Rev.Lett. (1988) v.60, №14, pp. 1426-1429.
6. Tondra M., Wang D., Daughton J. Magnetoresistive characteristics of Schottky-tunnel hot electron spin transistor //J. Vacuum Sci. Technol.1999.N5
7. Васильева Н.П., Грановский А.Б., Касаткин С.И., Муравьев А.М. // . Запоминающие элементы на основе МР тонкопленочных многослойных структур// Зарубежная электронная техника. 1995.№1. с. 32-60.
8. Вызулин С.А., Горобинский А.В., Калинин Ю.Е., Лебедева Е.В., Ситников А.В., Сырьев Н.Е., Трофименко И.Т., Чекрыгина Ю.И., Шипкова И.Г.. ФМР, магнитные и резистивные свойства мультислойных наноструктур (CoFeZr)_x(Al₂O₃)_{1-x}// Известия РАН, серия физическая. (2010), Т. 74, №10, с. 1441-1443.
9. Gleiter H. In: Deformation of Polycrystals. Proc. of 2nd RISO Symposium on Metallurgy and Materials Science (Eds.N. Hansen, T. Leffers, H. Lithold). Roskilde, RISO Nat. Lab., (1981) 15
10. Birringer R., Gleiter H., Klein H.-P., Marquard P. // Phys. Lett. B, **102** (1984) 365
11. Стогней О.В., Диссертация на соискание степени доктора физико-математических наук, Воронежский государственный университет (2004)
12. Shalaev V.M., Sarychev A.K. // Phys.Rev. B., **57** (1998) 13265
13. Буравцова В.Е., Ганьшина Е.А., Гущин В.С., Калинин Ю.Е., Пхонгхирун С., Ситников А.В., Стогней О.В., Сырьев Н.Е., Гигантское магнитосопротивление и магнитооптические свойства гранулированных нанокомпозитов металл-диэлектрик. // Известия Академии Наук, серия физическая., **67** (2003) 918

14. Быков И.В., Ганьшина Е.А., Грановский А.Б., Гуцин В.С., Магниторефрактивный эффект в гранулированных пленках с туннельным магнитосопротивлением. // ФТТ, **42** (2000) 487
15. Murzina T.V., Misuryaev T.V., Kravets A.F., Gudde J., Schuhmacher D., Marowsky G., Nikulin A.A., Aktsipetrov O.A. // Surf. Sci., 1101 (2001) 482
16. Андриевский Р. А., Глезер А. М. // Физ. мет. и металловедение, **88** (1999) 50; **89** (2000) 191
17. Андриевский Р. А. // Перспективные материалы, №6 (2001) 5
18. Ведяев А. В., Грановский А. Б. // Природа. 8 (1995) 72
19. Tokarski R.W. , Marton J. P. // J. Vac. Sci. And Technol, 12 (1975) 643
20. McKenzie D.R. // J. Opt. Soc. Amer, **66** (1976) 249
21. Strimer P., Gerbaux X. // Infrared. Phys, **21** (1981) 37
22. Anderson R.E., Crawford J.R. // Appl. Opt, **20** (1981) 2041
23. Sichel E.K., Gittleman J.I. // Appl. Phys. Lett, **33** (1978) 564
24. Казанцева Н.Е., Пономаренко А.Т., Шевченко В.Г., Чмутин И.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Свойства и перспективы применения гранулированных ферромагнетиков в области СВЧ. // Физика и химия обработки материалов, №1 (2002) 5
25. Christodoulides J.A., Bonder M.J., Huang Y., Intrinsic and Hesteresis properties of FePt nanopartcles. // Phys. Rev.B., **68** (2003) 054428(5)
26. Аронзон Б.А., Варфоломеев А. Е., Ликальтер А.А., Рыльков В.В., Седова М.В., Проводимость, магнитосопротивление и эффект Холла в гранулированных пленках Fe-SiO₂. // ФТТ, **41** (1999) 944
27. Золотухин И.В., Калинин Ю.Е., Стогней О.В., Новые направления физического материаловедения, Воронежский ГУ, 2000
28. Буравцова В.Е., Ганьшина Е.А., Гуцин В.С., Калинин Ю.Е., Пхонгхирун С., Ситников А.В., Стогней О.В., Сырьев Н.Е., Гигантское магнитосопротивление и магнитооптические свойства гранулированных нанокмполитов металл-диэлектрик. // Известия Академии Наук, серия физическая., **67** (2003) 918
29. Быков И.В., Ганьшина Е.А., Грановский А.Б., Гуцин В.С., Козлов А.А., Масумото Т., Онума С., Магниторефрактивный эффект в гранулированных сплавах с туннельным магнитосопротивлением, ФТТ **47**, 2, (2005)
30. Кринчик Г.С., Физика магнитных явлений, М. 1985
31. Валеньчик Л., Ганьшина Е., Гуцин В., Джураев Д., Кринчик Г.// ФММ 67 (1980) 1108

32. Gan`shina E., Granovsky A, Guschin V., et al// JMMM 165(1997) 320
33. Gan`shina E., Granovsky A, Guschin V., et al// Phisica A 241(1997) 45
34. Th. Rasing, JMMM 165 (1997) 35
35. Пхонгхирун Сонгсак. Магнитооптические свойства нанокompозитов ферромагнитный металл-диэлектрик и наномультислойных пленок ферромагнетик-полупроводник. Диссертация на соискание степени кандидата физико-математических наук : 01.04.11 / Пхонгхирун Сонгсак; Москва, 2007.- 123 с.: ил. РГБ ОД, 61 07-1/1735
36. Sato K., Ikekame H., Ytosaka, Tsuzukiya K., Togami Y., Mfujisawa// J. Magn. Magn. Mater. 126, 572 (1993)
37. Kasatkin S.I., Lopatin V.V., Murav'jev A.M., Nikitin P.I., Nikitin S.I., Popadinetq F.F., Pudonin F.A., Toporov A.Yu., Svatkov A.V. Spin-tunneling magnetoresistive sensor of magnetic field //Sensors & Actuators. 2000. V.85. P. 221–226
38. Grünberg P., Schreiber R., Pang Y., Brodsky M.B., Sowers H.. Layered magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers//Phys.Rev.Lett. 1986. v.57. pp 2442-2445
39. Baibich M.N., Bruto J.M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Etienne P., Creuset G., Friederich A., Chazelas J.. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices//Phys.Rev.Lett. 1988. v.61. №21. pp 2472-2475
40. Johnson M. Theory of spin-dependent transport in ferromagnet-semiconductor heterostructures //Phys.Rev. B 1998.V.58.N.15.P.9635–9638
41. Carbone C., Alvarado S.F.. Anti parallel coupling between Fe layers separated by a Cr interlayer: Dependence of the magnetization on the film htickness//Phys.Rev.B. 1987. V.36. №4. pp 2433-2435
42. Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W.. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange// Phys.Rev.B. 1989. V.39. №7. pp 4828-4830
43. Parkin S.S.P., More N., Roche K.P.. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr and Fe/Cr.//Phys.Rev.Let. 1990. v.64. pp 2304-2307
44. Parkin S.S.P., Li Z.G., Smith D.J.. Giant Magnetoresistance in Antiferromagnetic Co/Cu Multilayers.//Appl.Phys.Lett. 1991. v.58. №23. pp 2710-2712
45. Parkin S.S.P.. Systematic variation of the strength and oscillation period of the indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d and 5d transition metals.// Phys.Rev.Lett. 1991. v.67. pp 3598-3601

46. Samant M.G., Stohr J., Parkin S.S.P., Held G.A., Hermsmeier B.D., Herman F., Vanschilfgaarde M., Duda L.C., Mancini D.C., Wassdahl N., Nakajima R.. Induced Spin Polarization in Cu Spacer Layers in Co/Cu Multilayers.// *Phys.Rev.Lett.* 1994. v.72. №7. pp 1112-1115
47. Pappas D.P., Prinz G.A., Ketchen M.B.. Superconducting quantum interference device magnetometry during ultrahigh vacuum growth.// *Phys.Rev.Lett.* 1994. v.65. №26. pp 3401-3403
48. Unguris J., Celotta R.J., Pierce D.T.. Magnetism in Cr Thin Films on Fe(100).// *Phys.Rev.Lett.* 1992. v.69. №7. pp 1125-1128
49. Unguris J., Celotta R.J., Pierce D.T.. Observation of two different oscillation periods in the exchange coupling of Fe/Cr/Fe(100).// *Phys.Rev.Lett.* 1991. v.67. pp 140-143
50. Folkerts W. Calculated Magnetic Phase-Diagrams and Magnetoresistance Curves for an Antiferromagnetically Coupled Multilayer System.// *JMMM* (1991) v/ 94, Iss 3, pp 302-310.
51. Shad. R., Beliën P., Barnas J., Verbanch G., Potter C.D., Gladyszewski G., Moshchalkov V.V., Brynseraede Y. On the Fe thickness dependence of the giant magnetoresistance in epitaxial Fe/Cr superlattices.//*JMMM* (1996) v.156, pp.341-342.
52. Okuno S.N., Inomata K. Two Oscillatory Behaviors as Function of Ferromagnetic Layer Thickness in Fe/Cr (100) Multilayers.//*Phys.Rev.Lett.* (1994) v.72, Iss.10, pp. 1553-1556.
53. Bruno P. Oscillation of Interlayer Exchange Coupling vs Ferromagnetic Layers Thickness.// *Europhys.Lett.* (1993) v.23, Iss.8, pp. 615-620.
54. Geerts W., Suzuki Y., Katayama T., Tanaka K., Ando K., Yoshida S. Thickness-dependent oscillation of magneto-optical properties of Au-sandwiched (001) Fe films.// *Phys.Rev.B.* (1994) v.50, №17, pp. 12561-12587.
55. Stiles M.D. Exchange coupling in magnetic heterostructures.// *Phys.Rev.B.* (1993) v.48, №10, pp.7238-7258.
56. Bruno P. Theory of Interlayer Magnetic Coupling.// *Phys.Rev.B.* (1995) v.52, Iss. 1, pp.411-439.
57. Ives A.J., Hicken R.J., Bland J.A.C., Daboo C., Gester M., Gray S.J. High-field polar MOKE magnetometry as a probe of interlayer exchange coupling in MBE-grown Co/Cu/Co (111) and Fe/Cr/Fe (001) wedge trilayers.// *J.Appl.Phys.* (1994) v.75, №10, pp.6458-6460.
58. Антипов С.Д., Бибииков В.В., Ганьшина Е.А., Гущин В.С., Горюнов Г.Е., Колумбаев А.Л., Романов Н., Смирницкая Г.В. Магнитные и магнитооптические свойства

- многослойных пленок Fe/Al и Fe/Ti.// В сб. “Новые магнитные материалы микроэлектроники”, УРСС, Москва, 1996, с.51.
59. Potter C.D., Shad R., Belien P., Verbanck G., Moshchalkov V.V., Braynseraede Y., Schafer M., Schafer R., Grunberg P. Two-monolayer-periodicity oscillations in the magnetoresistance of Fe/Cr/Fe trilayers.// *Phys.Rev.B-Rapid Com.* (1994) v.49, №22, pp.16055-16057.
60. Florczak J.M., Dahlberg E.D. Magnetization reversal in (100) Fe thin films.// *Phys.Rev.B* (1991) v.44, №17, pp.9338-9347.
61. Kubler U., Wagner K., Wiechers R.W., Fub A., Zinn W. Higher order interaction terms in coupled Fe/Cr/Fe sandwich structure.// *JMMM* (1992) v.103, pp.236-244.
62. Vedyayev A., Ryzhanova N., Young S. Dieny B. Oscillations in the magneto-optic Kerr effect due to quantum well states.// *Phys.Rev.A* (1996) v.215, pp.317-320.
63. Буравцова В.Е. Исследование гранулированных и многослойных наногетероструктур на основе аморфных ферромагнитных сплавов и полупроводников методами магнитооптической спектроскопии. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.11 / Буравцова В.Е.; Москва, 2011
64. Иванова О.С., Буравцова В.Е., Дмитриев А.А., Пхонгхирун С., Сырьев Н.Е. Магнитооптические свойства нанокмозитов ферромагнетик-полупроводник // двенадцатая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ-12, Новосибирск): Материалы конференции, тезисы докладов / Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск. 2006. С.403-404.
65. Буравцова В.Е., Ганьшина Е.А., Иванова О.С., Калинин Ю.Е., Пхонгхирун С., Ситников А.В. Исследование влияния толщины полупроводниковой прослойки на магнитооптические свойства наногетероструктур $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x/(\alpha-Si)_y]_{40}$. Межд. симпоз. «Порядок, беспорядок и свойства оксидов». Сочи. 12-17 сент. 2007. Сборник трудов, с.235-237.
66. Naik S. R., Rai S., Tiwari M. K., G. S. Lodha G. S.. Structural asymmetry of Si/Fe and Fe/Si interface in Fe/Si multilayers.// *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41, 115307 (2008).
67. Вашук М.В., Батырев А.С., Ганьшина Е.А., Тульский И.И., Щербак П.Н., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. Оптические и магнитооптические свойства композитных пленок $\{CoFeZr(x)-\alpha Si(y)\}_m$ с мультислойной структурой.// *Известия РАН, Серия физическая*, Т70, №7, с. 945-948, (2006).
68. <http://www.labview.ru>

Благодарности

Хотелось бы выразить благодарность людям, которые внесли неоценимый вклад в создание данной работы:

1. Буравцовой Виктории Евгеньевне, за терпение и всеобъемлющую помощь в написании текста и построении графиков.
2. Ганьшиной Елене Александровне, за предоставленную возможность проведения измерений во время настройки установки.
3. Бокову Павлу Юрьевичу, за помощь в настройке установки и ценные замечания по тексту диплома.
4. Червякову Анатолию Васильевичу, за помощь в отладке аналоговой части установки.

Приложение

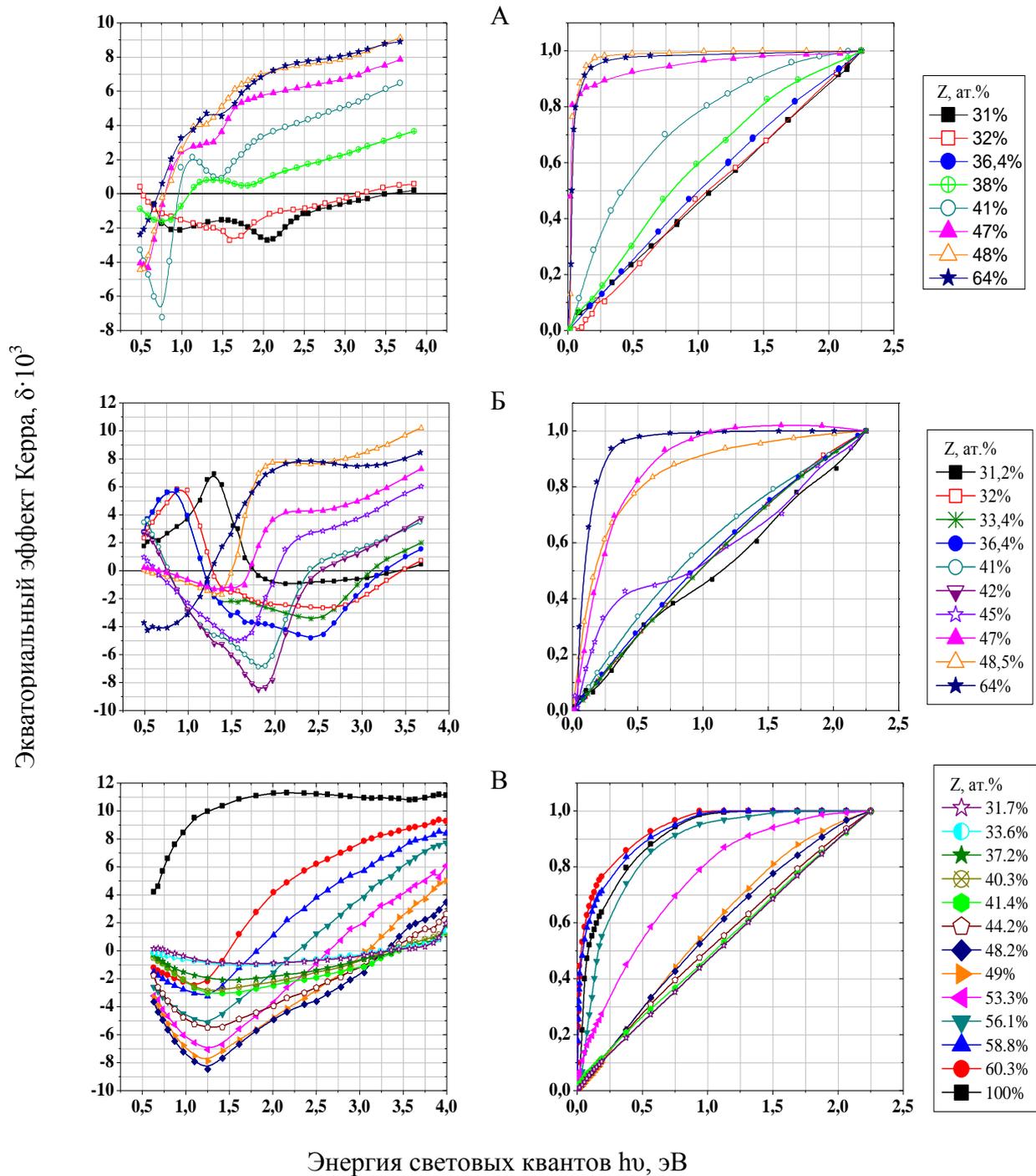


Рис. 1. Спектральные и полевые зависимости ЭК гранулированных наноструктур:
 А – $Y=1-2,7$ нм, Б – $Y=2,7-5,8$ нм, В – объемного нанокompозита
 $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_Z(Al_2O_3)_{100-Z}$ [63].

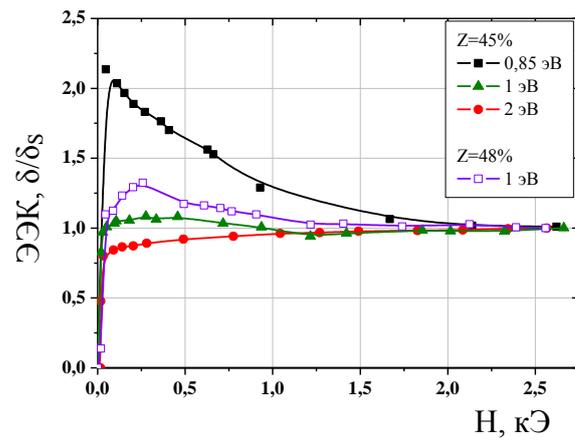


Рис.2 Аномальные полевые зависимости ЭЭК для образцов с $Y=1-2,7$ нм серии (нормированные значения ЭЭК)[63].

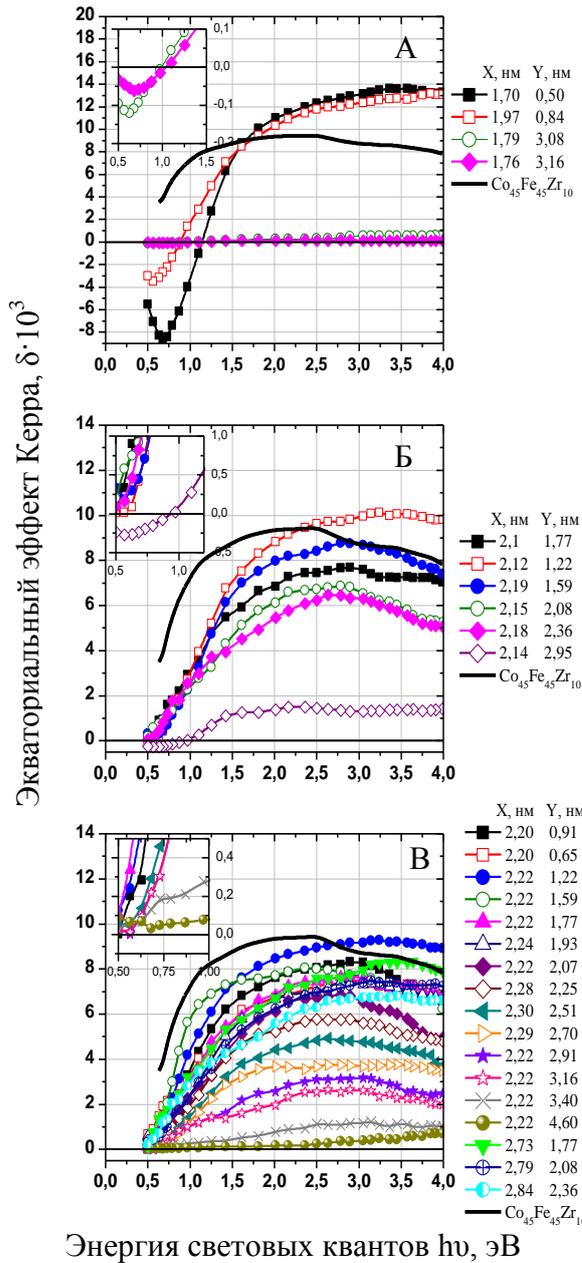


Рис. 3 Дисперсия ЭК многослойных пленок $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_X/(\text{a-Si})_Y]_{40}$ [63]
 А – для структур с $X < 2,0$ нм
 Б – для структур с $2,0 \leq X < 2,2$ нм
 В – для структур с $X \geq 2,2$ нм.

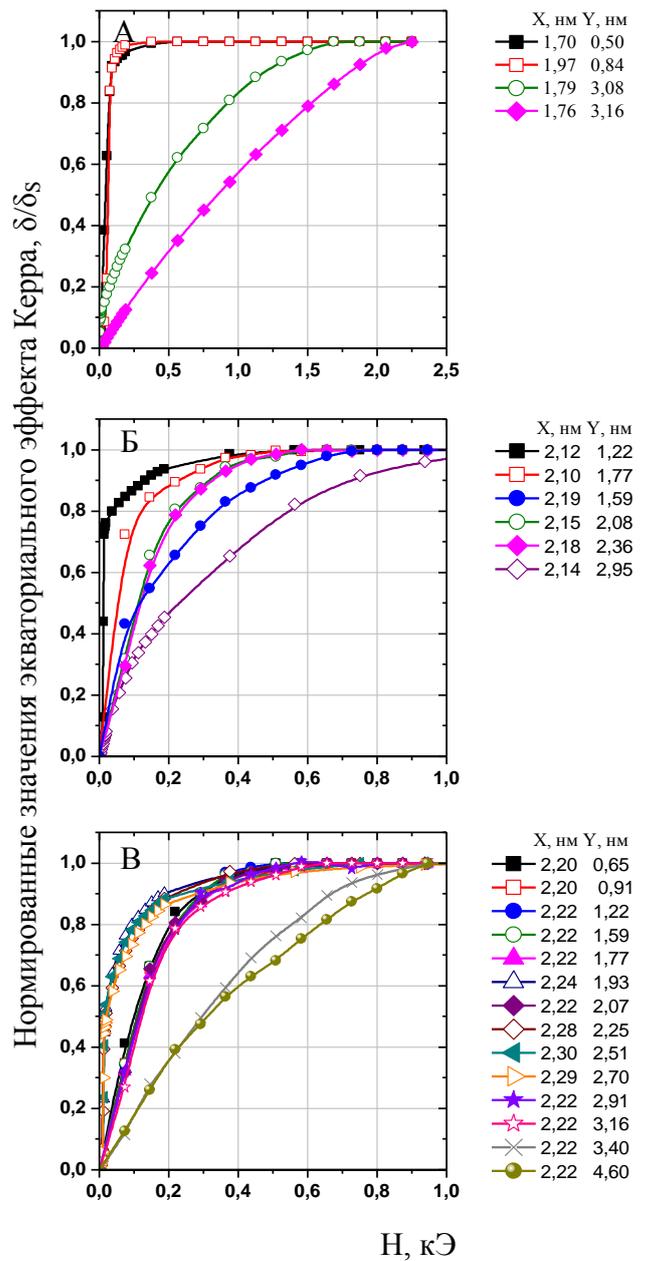


Рис. 4 Полевые зависимости ЭК многослойных пленок $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_X/(\text{a-Si})_Y]_{40}$ [63]
 А – $X < 2,0$ нм
 Б – $2,0 \leq X < 2,2$ нм
 В – $X \geq 2,2$ нм.
 $h\nu = 2,63$ эВ.