

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА**

---

Физический факультет  
Кафедра магнетизма

**ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ  
МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР НАНОКОМПОЗИТ-  
ПОЛУПРОВОДНИК**

Дипломная работа  
студента 6 курса  
Мухина А. Н.

Научный руководитель:  
в.н.с., д.ф.-м.н.,  
проф. Ганьшина Е. А.

И.о. зав. кафедрой магнетизма  
проф. Перов Н. С.

Москва, 2013

## Оглавление

Введение .....	3
1. Литературный обзор.....	5
1.1 Основы спинтроники .....	5
1.2 Многослойные структуры .....	9
1.3 Наногранулированные композиты .....	13
1.4 Мультислойные структуры гранулированный нанокompозит-полупроводник .....	20
2. Образцы и методика измерений.....	25
2.1 Образцы .....	25
2.2 Методика измерений .....	28
2.3 Ошибки измерений.....	30
3. Экспериментальные результаты и их обсуждение .....	31
4. Основные результаты и выводы .....	46
Список литературы.....	47

## Введение

В современной науке одним из перспективных направлений микроэлектроники считается *спинтроника*. Интерес к спинтронике обусловлен характерной особенностью развития современной микроэлектроники, которая заключается в постоянном уменьшении физических размеров элементной базы. Постоянное уменьшение размеров в микроэлектронике позволяет уменьшать энергопотребление, уменьшать время отклика логических элементов, увеличивать плотность элементов в микросхемах и создавать более компактные устройства с лучшими показателями производительности. Однако, постоянное увеличение плотностей элементов на микросхемах осложняет отведение тепла от них и без должного охлаждения начинаются процессы деградации полупроводниковых элементов микросхем. Кроме того, при дальнейшем уменьшении размеров классических полупроводниковых транзисторов, начинают действовать квантовые эффекты, которые сильно ухудшают их характеристики. В случае магнитной памяти уменьшение физических размеров единичных ячеек также приводит к ухудшению показателей устройств, так как производители сталкиваются с физическим пределом линейных размеров, когда образование доменов столь малой величины становится энергетически невыгодно. Кроме того, уменьшение размеров единичных ячеек магнитной памяти осложняет безошибочное считывание данных, ухудшает устойчивость данных к повышенным температурам и внешним электромагнитным полям. Перечисленные выше проблемы в той или иной мере надеются решить и уже решаются при помощи спинтроники.

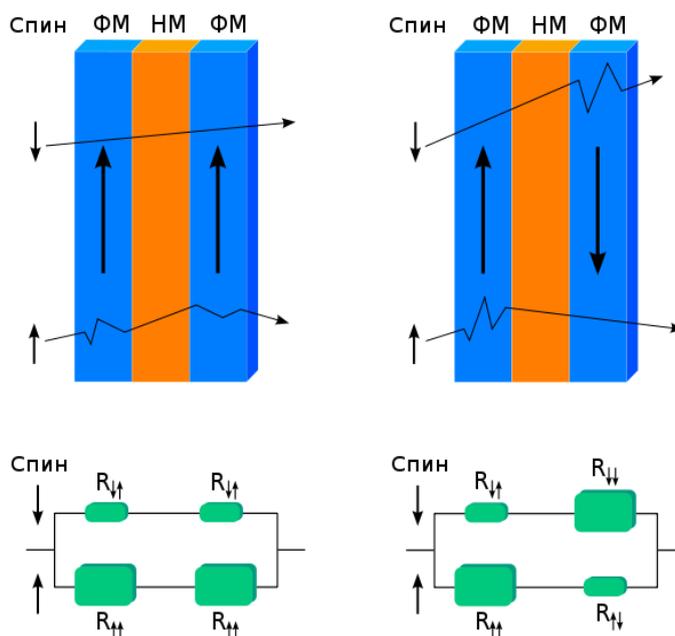


Рис. 1. Спиновый вентиль и его сопротивление при разных ориентациях намагниченности ферромагнитных слоев.

Спинтроника (спин + электроника) является разделом квантовой электроники, в котором наряду с классическим зарядом электрона рассматривается его важнейшая квантовая характеристика – спин. Простейшим примером устройства спинтроники является спиновый клапан или спиновый вентиль (см. рис. 1), который представляет собой два слоя ферромагнитного вещества, между которыми находится немагнитный слой проводника. Проводимость спинового вентиля в направлении ферромагнетик  $\rightarrow$  слабо-магнитный

проводник —> ферромагнетик зависит от направлений намагниченностей ферромагнитных слоев. В случае когда намагниченности сонаправлены, сопротивление спинового вентилля минимально, а в случае противонаправленных намагниченностей оно достигает максимума. Вызвано такое поведение разным рассеянием электронов со спином вверх и спином вниз на атомах ферромагнетика. Эффект изменения сопротивления в такой структуре в зависимости от направлений намагниченностей ферромагнитных слоев был назван гигантским магнетосопротивлением (GMR или ГМС). Он был открыт в 1988 году Альбертом Фертом и Петером Грюнбергом, за что в 2007 году они получили Нобелевскую премию. Последующее изучение ГМС и развитие спинтроники привели к открытию многочисленных эффектов, например, туннельного магнетосопротивления (ТМС), колоссально-го магнетосопротивления и др.

Так как зачастую простейший спиновый вентиль из трех слоев не может дать необходимого изменения проводимости, научными группами со всего мира были начаты исследования многослойных структур, в которых диапазон толщин слоев начинается от десятых долей нанометров. Эти исследования установили, что лучше всего для устройств спинтроники подходят материалы, сочетающие в себе сильные магнитные и полупроводниковые свойства. Однако у такого класса структур есть существенный недостаток, который заключается в относительно высокой химической активности полупроводников. На границах металл-полупроводник могут образовываться химические соединения, которые отрицательно сказываются на характеристиках пленок, а в совокупности с тем, что в многослойных пленках слои часто имеют очень маленькие толщины, влияние промежуточных слоев, которые мы далее будем также называть *интерфейсами*, может быть решающим фактором в пригодности или непригодности пленок для применения в микроэлектронике.

Для того чтобы решить проблему с переходными слоями на границах металл-полупроводник ферромагнитные слои заменяются на композитные слои, в которых металлические гранулы находятся в диэлектрической матрице, что уменьшает поверхность контактов ферромагнитной фазы с полупроводниковыми прослойками.

Для исследования нанокompозитных мультислойных материалов отлично подходят магнитооптические методы. Преимуществами исследования образцов магнитооптически-ми методами являются их простота, дешевизна, безвредность для структуры образцов и большое количество информации, получаемое из измерений. Например, проводя спектральные и полевые измерения экваториального эффекта Керра можно получить данные о микроструктуре образцов, спиновых переходах, материальных константах вещества, анизотропных переходах, изменениях магнитной фазы в пленках. Кроме того, сравнение спектральных кривых между собой позволяет наглядно сравнивать образцы и строить теории о влиянии тех или иных веществ в составах пленок как на спектры в целом, так и на отдельные их части.

На кафедре магнетизма физического факультета Московского университета уже проводились исследования свойств многослойных пленок композит-полупроводник методом магнитооптической спектроскопии. Были проведены исследования композитов различных составов, концентраций и толщин, были исследованы композиты с различными составами и толщинами полупроводниковых прослоек. Для части образцов с полупроводниковыми прослойками и композитными прослойками вблизи порога перколяции были обнаружены существенные увеличения магнитооптического отклика образцов по сравнению с композитами, напыленными без полупроводниковых прослоек. В данной работе исследованы образцы, в которых концентрация композита в многослойных пленках находится вдали от порога перколяции, где влияние интерфейсов металл-полупроводник должно быть гораздо ниже, чем вблизи порога. Также исследованы модельные пленки Co/Si/Co, чтобы попытаться лучше понять, что именно может проходить на границе металл-полупроводник.

Целью работы является исследование магнитооптических свойств многослойных наноконкомпозитов  $[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{V}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)]$  с углеродными и кремниевыми прослойками вдали от порога перколяции, изучение влияния на магнитооптические свойства концентраций композита, толщины слоев композита и полупроводника.

## 1. Литературный обзор

### 1.1 Основы спинтроники

Спинтроника – относительно новая и, считающаяся перспективной, альтернатива традиционной полупроводниковой электронике. Основным отличием спинтроники от традиционной полупроводниковой микроэлектроники является использование спина в качестве переносчика и хранителя информации [1].

Для понимания принципов работы спинтроники стоит начать объяснение с феномена спонтанной намагниченности. Спонтанная намагниченность, которая проявляется в неравенстве нулю намагниченности вещества при отсутствии воздействия на него внешнего поля, существует в ферромагнитных металлах 3d группы (напр. Fe, Ni, Co и др.), а также в различных сплавах на основе этих металлов. Установлено, что спонтанная намагниченность вызвана особым видом кулоновского взаимодействия, которое влияет на энергию взаимодействия двух ферми частиц. Эта энергия взаимодействия, которую называют обменной энергией, зависит от ориентаций спинов фермионов – в нашем случае это электроны. Обменная энергия максимальна, когда спины электронов антипараллельны и минимальна, когда спины электронов параллельны. Однако, одного существования обменной энергии не достаточно. Необходимо, чтобы плотность электронных состояний на уровне Ферми была достаточно велика для того, чтобы удовлетворять критерию Стонера  $E_{\text{обмр}}(E_F) > 1$ . В случае выполнения критерия Стонера заселение подзон с различным направлением спина происходит не равномерно, что приводит к возникновению спонтанной намагниченности [2].

Намагниченность металлов и сплавов вызвана в первую очередь неспаренными, тяжелыми и сильно магнитными d-электронами, плотность состояний которых значительно превосходит плотность состояний легких и подвижных sp-электронов. Но именно подвижные электроны sp-симметрий вносят основной вклад в электрический ток. До конца восьмидесятых годов XX века оставалось загадкой, возможно ли используя тяжелые 3d-электроны получить спиновую поляризацию sp-электронов, т.е. можно ли в намагниченном ферромагнетике получить спин-поляризованный ток.

Само по себе влияние величины намагниченности вещества на его электрическое сопротивление известно уже давно и называется магнетосопротивлением, но величина изменения сопротивления имеет изменение порядка одного процента. Однако в 1988 году независимо друг от друга Альберт Ферт и Петер Грюнберг проводят эксперименты, в ходе которых было получено изменение магнетосопротивления около 50%, а само явление получило название *гигантское магнетосопротивление* (ГМС или GMR). В экспериментах научных групп Альберта Ферта и Петера Грюнберга, которые занимались изучением многослойных пленок из чередующихся ферромагнитных и немагнитных слоев, было исследовано поведение намагниченности и проводимости многослойных пленок FeCr в зависимости от толщин слоев. Группами ученых было установлено, что в зависимости от толщин хромовых прослоек, намагниченности соседних слоев Fe фиксированной толщины периодически ориентировались то антипараллельно, как подрешетки в антиферромагнетике, то параллельно, как в ферромагнетике, с периодом осцилляций по толщине хрома в 12 ангстрем [3,4]. С теоретической точки зрения такое поведение намагниченностей объясняется косвенным обменом ферромагнитных слоев через электроны проводимости хрома. Взаимодействие слоев в таких многослойных структурах периодически меняет свой

знак сменяя ферромагнитное на антиферромагнитное, а период осцилляций связывался с импульсом ферми-электронов немагнитных прослоек.

Ферт и Грюнбергом были взяты и помещены в магнитное поле пленки с антиферромагнитными слоями, при этом произошло перемагничивание слоев, и они стали ориентированы параллельно. Но кроме изменения ориентации слоев также произошло сильное увеличение проводимости по сравнению с антиферромагнитной ориентацией слоев железа [3,4]. Сам же эффект ГМР численно выражается из следующей формулы:

$$GMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \quad [4].$$

В этой формуле  $R_{AP}$  – это сопротивление пленки с антипараллельными намагниченностями слоев, а  $R_P$  – сопротивление пленки с параллельными намагниченностями ферромагнитных слоев. Ферт и Грюнберг проводили измерение сопротивления пленок в плоскости (так называемая СІР-геометрия), однако, больший интерес представляет СРР-геометрия, при которой ток течет перпендикулярно плоскостям слоев см рис. 2.

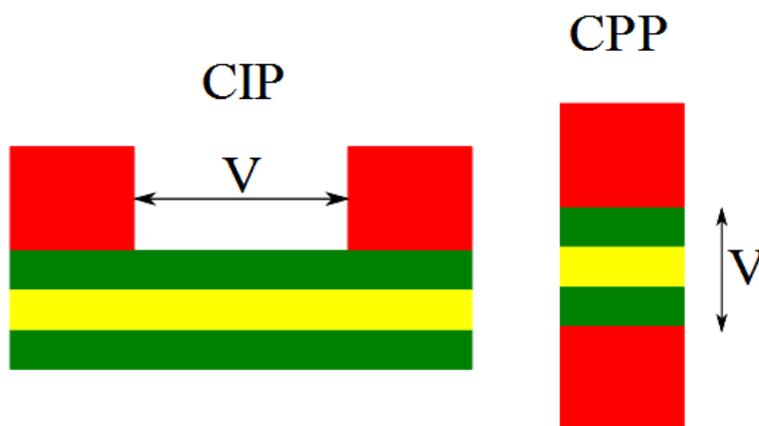


Рис.2. СІР и СРР геометрия спиновых вентилей.

Для СРР-геометрии измерения были проведены позже и показали более сильные изменения проводимостей. Также стоит отметить, что в опыте Ферта и Грюнберга перемагничивание слоев происходило в полях 20 кЭ при температуре 4К, но сейчас уже существуют пленки, которые перемагничиваются при комнатных температурах в полях порядка нескольких эрстед. Таких результатов можно добиться в пленках, в которых ферромагнитные слои сделаны из разных металлов с разной коэрцитивной силой. Общий вид таких пленок представлен на рисунке 3.



Рис. 3. Спиновый сэндвич. F1 – это ферромагнетик с большой коэрцитивной силой, а F2 — с маленькой коэрцитивной силой, N— немагнитное вещество.

Изначально в таких пленках слои делают ориентированными параллельно и при включении внешнего поля ферромагнитные слои с малой коэрцитивной силой быстро перемагничиваются, а слои с большой коэрцитивной силой сохраняют ориентацию своей намагниченности. Результатом перемагничивания только одного из ферромагнитных слоев становится образование антиферромагнитного сэндвича с более высоким сопротивлением.

Исчерпывающее описание феномена гигантского магнетосопротивления как с точки квазиклассического приближения, так и квантового, можно прочитать в [1], краткая суть явления будет изложена далее.

Ранее уже поминалось о двух видах электронов

в металлах, одни из которых отвечают за существование спонтанной намагниченности (d-электроны), а другие за проводимость (sp-электроны). Длина свободного пробега sp-электронов для разных направлений спина в намагниченном веществе оказывается разной, что вызвано отличиями в рассеянии sp-электронов в d-зону. Так как длина свободного пробега отличается для sp-электронов со спином вверх и спином вниз, то и время жизни также отличается. Так, из формулы Друде, проводимость металла равна

$$\sigma^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{ne^2}{m} \tau^{\uparrow(\downarrow)}$$

где  $m$  – это масса электрона,  $e$  – заряд,  $n$  – объемная плотность электрона в веществе,  $\tau^{\uparrow}$  и  $\tau^{\downarrow}$  – это время жизни для электронов со спином вверх и спином вниз [5]. Так как время жизни для разных спиновых поляризаций электронов отличаются, то и из формулы Друде следует, что в единице объема количество sp-электронов проводимости с одной поляризацией преобладает над количеством электронов с противоположной поляризацией и результирующий ток оказывается поляризованным по спину.

Если теперь рассмотреть многослойную структуру из ферромагнитных и немагнитных прослоек, то ее сопротивление в направлении перпендикулярном плоскости слоев в случае разных взаимных ориентаций намагниченностей может быть представлено в виде развернутой схемы, изображенной на рисунке 4.

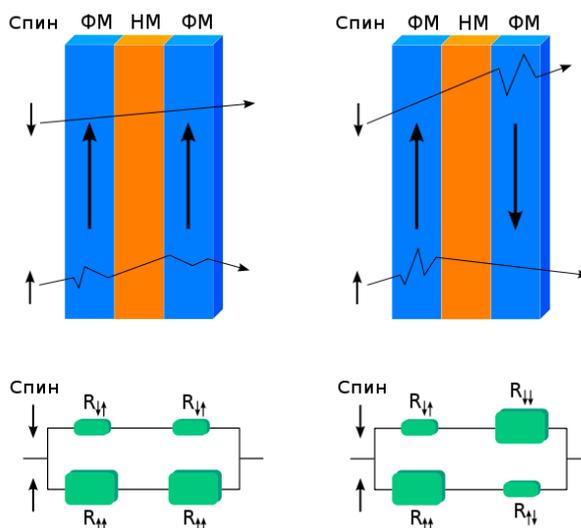


Рис. 4. Спиновый вентиль и его сопротивление при разных ориентациях намагниченности ферромагнитных слоев.

Левая часть схемы (см. рис. 4) иллюстрирует случай, когда намагниченности ферромагнитных слоев сонаправлены, при этом электроны проводимости, спиновая поляризация которых совпадает с поляризацией d-электронов, испытывают слабое рассеяние и для них сопротивление всей структуры не так велико, как для электронов проводимости с противоположной спиновой поляризацией, которые испытывают более сильное рассеяние. Общее сопротивление структуры можно представить в виде параллельного соединения двух цепей сопротивлений, одна из которых отвечает за сопротивление составляющей тока со спиновой поляризацией “вверх”, а вторая – за составляющую со спиновой поляризацией “вниз”.

В правой части рисунка 4 представлена конфигурация трехслойной системы с противоположными направлениями намагниченностей. Видно, что сопротивление для составляющих тока со спином “вверх” и спином “вниз” будет одинаковым. Из правила вычисления общего сопротивления участка с параллельным соединением видим, что сопротивление структуры, представленной в левой части будет меньше чем у той, что представлена в правой части.

Для приведенного выше объяснения эффекта ГМС и схемы сопротивлений стоит отметить, что толщина каждого из слоев в “сэндвиче” не должна превышать длину спин-диффузного рассеяния, при превышении которой электроны, испытав многократное рассеивание, теряют свою первоначальную поляризацию.

Наряду с ГМС, в котором ферромагнитные слои разделены немагнитными, большой интерес представляет TMR или туннельное магнетосопротивление (ТМС, иногда также MTJ – magnetic tunnel junction), в котором между ферромагнитными прослойками расположены диэлектрические.

Возьмем трехслойную структуру, изображенную на рис. 3, но только вместо немагнитной прослойки посередине поместим диэлектрическую. В отсутствие внешнего поля намагниченности ферромагнитных слоев сонаправлены, а сопротивление всей структуры в направлении, перпендикулярном плоскостям слоев, определяется туннелированием электронов через диэлектрическую прослойку. После включения внешнего магнитного поля и перемагничивания ферромагнитного слоя с меньшей коэрцитивной силой конфигурация “сэндвича” становится антиферромагнитной, а также происходит увеличение сопротивления всей структуры. – Именно это увеличение сопротивления по сравнению с “ферромагнитным сэндвичем” и называется туннельным магнетосопротивлением.

ТМС был открыт до ГМС еще в 1979 году Мишелем Жюльером, но из-за того, что он был найден при температурах кипения жидкого гелия, к нему не был проявлен сильный интерес [6]. Однако, после открытия ГМС в 1988 году, ТМС снова привлек к себе внимание. В 1995 году двумя группами ученых во главе с Терунобу Миядзаки и Джагадишем Мудерой были созданы образцы, в которых TMR проявлялся при комнатных температурах, и до начала двухтысячных составлял максимум 30-50% [7,8], в 2005 году были созданы пленки Fe|MgO|Fe, в которых при комнатной температуре эффект достигал 200% [9,10], а в 2009 – 600% [11].

Теоретическое объяснение ТМС заключается в отличии туннелирования электронов с разными поляризациями через диэлектрическую прослойку. Так как в ферромагнетиках происходит расщепление *spd*-зон электронов и плотности состояний электронов со спином “вниз” и спином “вверх” различны, то вероятности туннелирования электронов пропорциональны произведению плотностей состояний в ферромагнитных электродах. Таким образом, проводимость трехслойного “сэндвича” для параллельных ориентаций слоев будет равна

$$\sigma^P = A[\rho^\uparrow(\varepsilon_F)\rho^\uparrow(\varepsilon_F) + \rho^\downarrow(\varepsilon_F)\rho^\downarrow(\varepsilon_F)],$$

а для антипараллельных ориентаций –  $\sigma^{AP} = 2A\rho^\uparrow(\varepsilon_F)\rho^\downarrow(\varepsilon_F)$ . В этих формулах *A* – константа, определяющая падение сопротивления в зависимости от толщины диэлектрического слоя,  $\rho^\uparrow$  и  $\rho^\downarrow$  – плотности состояний электронов с противоположными направлениями спинов в ферромагнитных слоях. Сам же эффект ТМС численно равен

$$TMR = \frac{\sigma^P - \sigma^{AP}}{\sigma^P} [6].$$

Таже в работе [12] было дано более точное описание эффекта с учетом особенностей потенциального барьера.

Что касается практического применения ТМС и ГМС, то ГМС применялся в жестких дисках с середины девяностых годов до 2007 года, а начиная с 2007 года был полностью вытеснен устройствами на основе ТМС.

## 1.2 Многослойные структуры

Сразу после открытия эффекта ГМС к нему было проявлено широкое внимание и многие научные группы стали искать новые составы “сэндвичей”. Хотя сам по себе ГМС проявляется уже в трехслойной пленке, его размера не всегда достаточно для эффективной работы сенсоров и микроэлектроники, поэтому для увеличения ГМС увеличивают количество слоев в пленках, что, однако, плохо влияет на их компактность. Именно стремясь уменьшить размеры многослойных структур, ученые столкнулись с тремя проблемами:

- 1) Образование пинолей – при малых толщинах немагнитной прослойки в ней могут существовать сквозные ферромагнитные мостики, замыкающие ферромагнитные слои и снижающие ГМС и ТМС до нуля;
- 2) Образование промежуточных химических соединений на границах ферромагнитных и немагнитных слоев;
- 3) Структурные изменения слоев пленок в зависимости от их толщин.

Первая проблема может решаться увеличением толщин немагнитных слоев, при этом не стоит забывать о том, что толщина всех слоев в ГМС структурах не должна превышать длину спин-диффузного рассеяния. Также первая проблема может быть решена применением способов получения многослоев методами, при которых границы слоев являются гладкими, например, для некоторых веществ этого можно добиться при ионном напылении и закалке.

Если решения первой проблемы уже найдены, то вторая и третья проблемы сейчас только изучаются. Данная работа также посвящена изучению этих проблем.

О процессах, происходящих в тонких пленках ферромагнетик-полупроводник разных составов было написано уже достаточно много статей, в одной из них [13] было проведено исследование трехслойной пленки состава Fe|Si|Fe (рисунок 5).

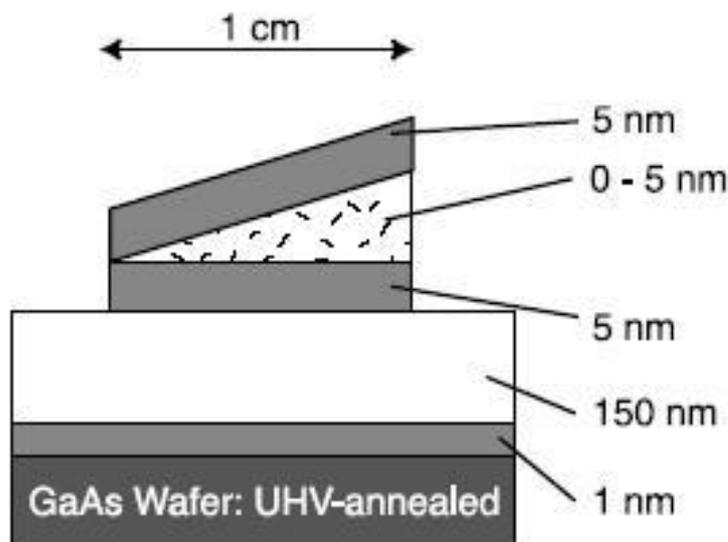


Рис. 5. Схематический вид трехслойной пленки Fe|Si|Fe [13].

Авторами статьи были представлены результаты исследования образцов различными методами. Так, например, в исследовании просвечивающим электронным микроскопом была получена картинка с торца образца (рис. 6).

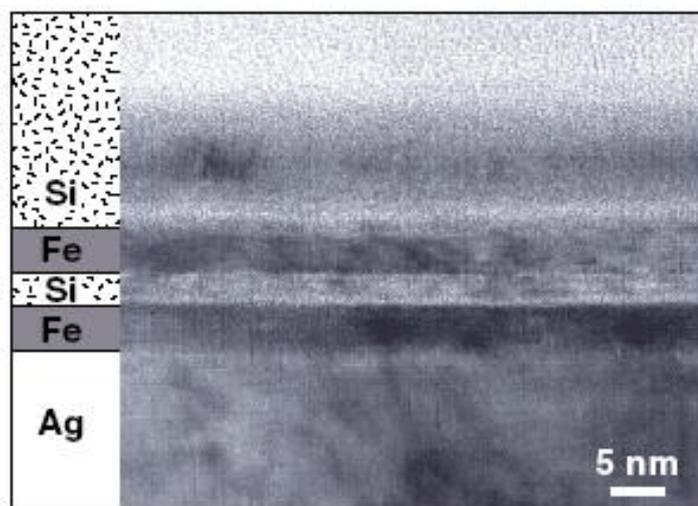


Рис. 6. Изображение торца пленки Fe|Si, полученное электронной микроскопией [13].

На этом рисунке видны достаточно четкие границы между слоями железа и кремния, что говорит о том, что на интерфейсах ферромагнетик-полупроводник в случае Fe и Si не происходит взаимная диффузия слоев друг в друга, а также не происходит образование химических соединений Fe и Si, либо их количество очень незначительно.

Т.о. для образцов Fe|Si|Fe на основании результатов статьи [13] можно говорить о том, что вторая проблема не оказывает существенного влияния, но ситуация становится сложнее, когда в пленке используются вещества, которые взаимодействуют друг с другом активнее. Такое происходит, например, при замене железа в пленках Fe|Si|Fe на кобальт.

Исследованию многослойных пленок  $[\text{CoSi}]_n$  также посвящено много статей, а кобальт является одним из самых часто встречающихся ферромагнетиков в гетерогенных структурах, обладающих сильным ГМС. Однако в случае многослойных пленок  $[\text{CoSi}]_n$  исследователям приходится сталкиваться сразу с всеми тремя перечисленными выше проблемами.

В статье [14] проводилось исследование влияния толщин полупроводниковых и ферромагнитных слоев в многослойной пленке  $[\text{CoSi}]_n$  на спонтанную намагниченность и характеристики петель гистерезиса. При этом образцы были сделаны так, что суммарная толщина кобальтовых прослоек была одинакова для всех образцов. Толщины ферромагнитных слоев изменялись в интервале от 20 до 800 Å, а кремниевых от 3 до 100 Å. Для того, чтобы поддерживать суммарную толщину кобальтовых прослоек, при изготовлении образцов авторам статьи пришлось напылять пленки с разным количеством слоев  $n$ . Также в статье проводилось сравнение пленок  $[\text{CoSi}]_n$  с пленками  $[\text{CoCu}]_n$ , напыленными в аналогичных условиях. Так как медь и кобальт не образуют интерметаллидов, а медь является немагнитным веществом, то эта серия пленок позволяла судить об изменении спонтанных намагниченностей и петель гистерезиса в зависимости от размерного фактора пленок.

На основании полученных экспериментальных данных, авторы статьи делают вывод, что на интервале толщин Co от 20 нм размерные изменения спонтанной намагниченности имеют не существенное влияние в пленках  $[\text{CoSi}]_n$ , что привело их к выводу об изменении химической или фазовой структуры в образцах.

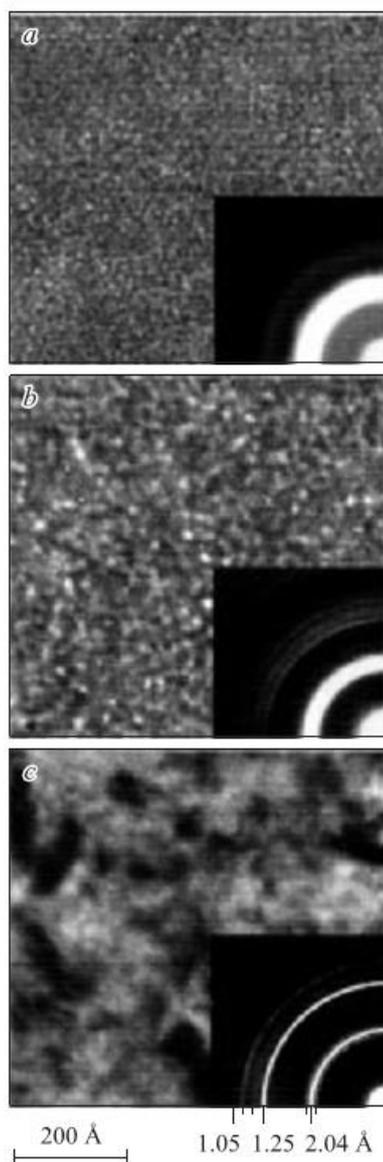


Рис. 7. Микроструктура и электронограммы пленок  $[\text{Co}/\text{Si}]_n$  с разной толщиной слоев Co: а — 10, б — 30, с — 100 Å [14].

нию авторов, свидетельствуют о пространственной неоднородности кобальтовых прослоек и связываются с образованием интерфейсов на границах с кремнием.

В ряде статей, начиная с 1988 года и до настоящего времени, было опубликовано исследование образования интерфейсов на границе кремния и кобальта. В этих статьях исследовались химические и диффузионные процессы при осаждении различными методами кобальта на грани монокристаллов кремния [15,16,17]. В

данных публикациях было установлено, что в самом начале осаждения кобальта на по-

Для подтверждения этой гипотезы ими были сделаны фотографии микроструктуры поверхностей образцов и дифрактограммы (рис. 7). На фотографиях микроструктуры видно, что при уменьшении толщин кобальтовых прослоек от 100 до 10Å происходит изменение фазы с мелкокристаллической на аморфную. На дифрактограмме пленок с толщиной кобальтовой прослойки 100Å видно, что кобальт имеет гексагональную плотноупакованную решетку. По мере уменьшения толщины кобальтового слоя происходит аморфизация кобальта, о которой свидетельствует размытие дифракционных линий и вырождение их в гало, при этом положения гало на месте дифракционных линий кристаллического кобальта позволяет говорить о том, что в слоях сохраняются признаки решетки. На этих дифрактограммах нет дифракционных линий кремния, который, скорее всего, находится в аморфном состоянии.

Авторы статьи также отмечают, что наблюдали на ряде дифрактограмм линии, которые не характерны для кристаллического кобальта и объясняют их наличие образованием кристаллических фаз соединений кобальта и кремния и аморфных твердых растворов этих же веществ.

Кроме того авторами были проведены измерения температурных зависимостей намагниченности пленок для двух значений внешнего поля (рис.8). На этих зависимостях для достаточно толстых слоев кобальта наблюдались скачки, которые, по мне-

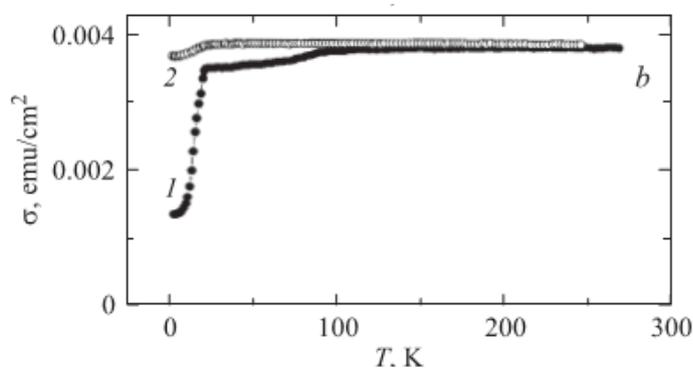


Рис. 8. Температурные зависимости намагниченности многослойных пленок  $[\text{Co}/\text{Si}]_n$  [14].

верхности кремния образуется тонкая пленка силицида. По мере дальнейшего осаждения кобальта происходит островковое образование твердого раствора кремния в кобальте. Когда твердый расплав начинает покрывать силицид полностью и его толщина достигает 0.6-0.7 нм, начинается образование чистого металлического слоя кобальта.

В работе [18] было исследован интерфейс, полученный напылением кремния на поликристаллические пленки кобальта. Фазовый состав образовывавшегося интерфейса определялся спектральным анализом фотовозбужденных валентных и остовных электронов, которые дают информацию о химическом состоянии атомов и их окружении. Магнитные свойства интерфейса определялись поверхностно-чувствительным методом магнитного линейного дихроизма. В результате исследований были получено, что при напылении кремния на поликристаллический кобальт, происходит последовательное образование пленок силицидов  $\text{Co}_3\text{Si}$ ,  $\text{Co}_2\text{Si}$ ,  $\text{CoSi}$  и  $\text{CoSi}_2$ . Из этих четырех силицидов только первый является магнитным, поэтому по мере увеличения толщины напыляемого кремния, происходило уменьшение толщины ферромагнитного силицида  $\text{Co}_3\text{Si}$  из-за образования немагнитных силицидов. Также было установлено, что для образцов, полученных напылением кремния на кобальт, образование чистого слоя кремния начинается с толщин, превышающих 0.4 нм.

Суммируя результаты описанных статей, можно сделать вывод о том, что в пленках металл-немагнитное вещество (и в частности для пленок  $[\text{CoSi}]_n$ ) магнитные свойства могут сильно зависеть от следующих факторов:

- 1) Толщины магнитных и немагнитных прослоек;
- 2) Химической активности прослоек;
- 3) Технологии получения пленок;
- 4) Порядка следования слоев в пленках.

### 1.3 Наногранулированные композиты

В предыдущем пункте были отмечены трудности, с которыми сталкиваются производители устройств спинтроники, когда пытаются делать тонкослойные пленки ферромагнетик-немагнитное вещество. Эти трудности заключаются в образовании пинолей между слоями ферромагнетика, химической активности прослоек и образовании соединений из веществ ферромагнитных и немагнитных слоев на границах прослоек (образование интерфейсов), а также структурных изменений прослоек в зависимости от их толщин. Эти проблемы в разной степени могут быть решены применением в сэндвичах нанокompозитов ферромагнетик-диэлектрик вместо чистых ферромагнетиков. Однако прежде чем рассматривать свойства многослойных пленок нанокompозит-полупроводник, рассмотрим подробнее свойства самих нанокompозитов.

В устройствах спинтроники возможно применение двух видов гранулированных структур: структуры ферромагнетик-немагнитный металл (в этих структурах проявляется ГМС) и структуры ферромагнетик-диэлектрик (в них наблюдаются ТМС и гигантский эффект Холла). Первый вид гранулированных структур в данной работе рассматриваться не будет. Во втором виде гранулированных структур сопротивление определяется прыжковой проводимостью электронов, которые туннелируют между гранулами ферромагнетика через диэлектрические области, но эта картина наблюдается только при концентрациях ферромагнитного вещества ниже порога перколяции (порогом перколяции называется концентрация ферромагнетика, при которой в композите ферромагнитные гранулы образуют хотя бы одну замкнутую электрическую цепь). При концентрациях ферромагнетика вблизи порога перколяции проводимость структуры начинает зависеть от сопротивления замкнутых цепочек проводников, состоящих из ферромагнитных гранул, а не прыжковой проводимости электронов.

Наногранулированные композиты ферромагнитный металл-диэлектрик получают разными способами. При этом обычно формирование структуры происходит в результате самоорганизации при осаждении и разделении диэлектрической и ферромагнитной фазы при осаждении на подложки и друг на друга и зависит от многих факторов. Такими факторами, например, являются поверхностные энергии диэлектрика и ферромагнетика, условия получения образцов, материалы подложек и др. Также известно, что электрические, магнитные и оптические свойства гранулированных композитов существенно отличаются от массивных образцов, созданных из тех же веществ в тех же процентных составах. Эти отличия связываются с размерами гранул, объемными концентрациями составляющих, фазовых состояний гранул и свойств интерфейсов.

Что касается материалов изготовления пленок, то часто в составах гранулированных пленок с большими значениями ТМС материалом диэлектрической матрицы являются оксид алюминия  $Al_2O_3$  и диоксид кремния  $SiO_2$ . Целесообразность использования данных диэлектриков изучена в статьях [19,20] и оправдывается их высокой диэлектрической проницаемостью, высокой термической стабильностью и маленькой поверхностной энергией. Благодаря тому, что материал диэлектрической матрицы имеет низкую поверхностную энергию по сравнению с поверхностной энергией ферромагнитных металлов, при их совместной конденсации они не смачивают друг друга и ферромагнитные атомы группируются в отдельные гранулы. Пленки такого состава, взятые при концентрациях ферромагнетика ниже порога перколяции, имеют ярко выраженную гранулярную структуру, в которой гранулы являются сферическими и имеют достаточно четкую границу с диэлектрической матрицей [20].

Что касается ферромагнитных гранул в композитах до перколяции, то при комнатной температуре они ведут себя как суперпарамагнитные: каждая гранула является монодоменом, результирующий магнитный момент которой совершает тепловые флуктуации с частотой  $10^9$ - $10^{12}$  Гц [21]. В качестве материала гранул обычно берутся гетерогенные

сплавы на основе Fe, Co и Ni, которые аморфизируются добавками типа бора или циркония. Применение гетерогенных сплавов позволяет перемагничивать гранулы поворотом вектора намагниченности и таким образом сохранять хорошую магнитную проницаемость в высокочастотном диапазоне по сравнению с гомогенными ферромагнетиками, в которых перемагничивание связано с движением доменных стенок.

В статье [22] изучено и проиллюстрировано влияние концентрации ферромагнитного  $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$  в диэлектрической матрице  $\text{SiO}_2$  на величину магнетосопротивления (см. рис. 8)

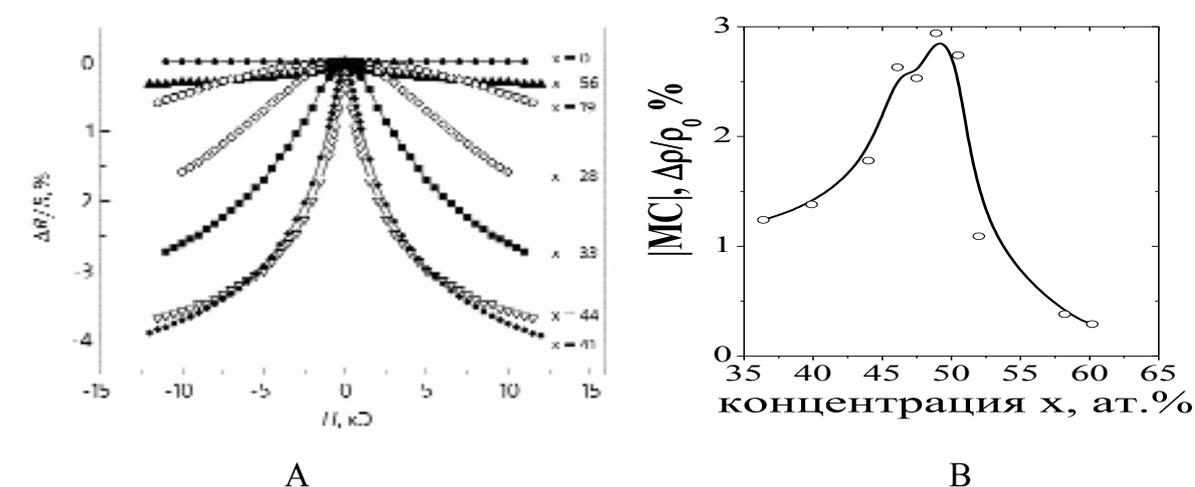


Рис. 9. А – полевая зависимость магнетосопротивления, где  $x$  – концентрация металлической фазы  $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20}$ , В – концентрационная зависимость магнетосопротивления для гранулированного сплава  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$  [22].

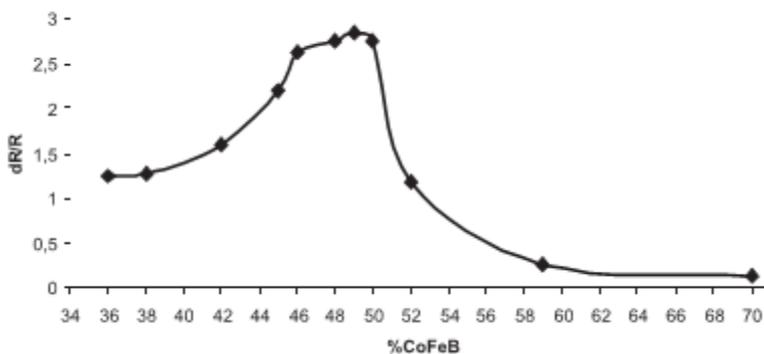


Рис. 10 Зависимость величины магнетосопротивления композита  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$  от доли металлической фазы [23].

ры композита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ , взятого при разных концентрациях. На рис. 11 видно, что при приближении к порогу перколяции структура композита меняется — размер гранул увеличивается и они начинают замыкаться между собой, образуя червячковые структуры.

Сходные результаты для зависимостей магнетосопротивления от концентраций композитов были получены и в статье [23], иллюстрация из которой представлена на рис. 10. Из этих рисунков понятно, что зависимости МС от концентраций достаточно нетривиальны и требуют детального изучения.

Что касается влияния концентраций ферромагнетика в композите на другие его свойства, то в [24] были представлены изображения микроструктуры

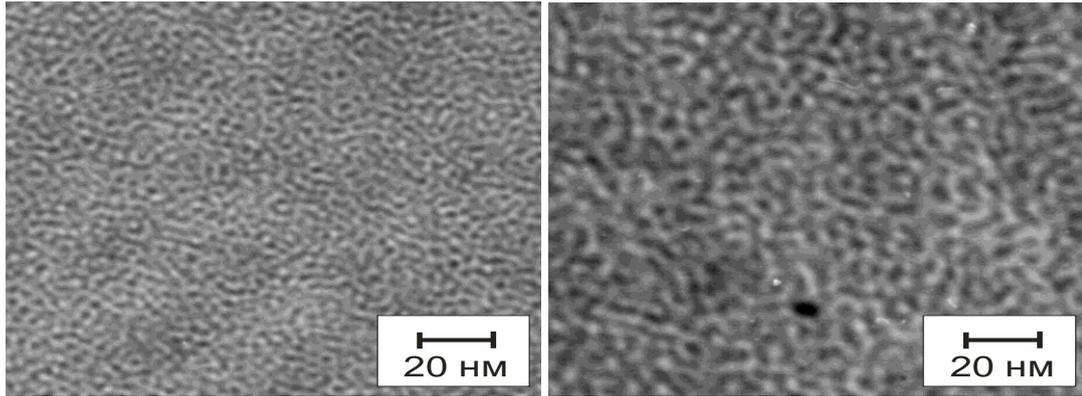


Рис. 11. Микроструктуры композита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ , взятого при разных концентрациях: слева –  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{35}(\text{SiO}_2)_{65}$ , справа –  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{45}(\text{SiO}_2)_{55}$  [24].

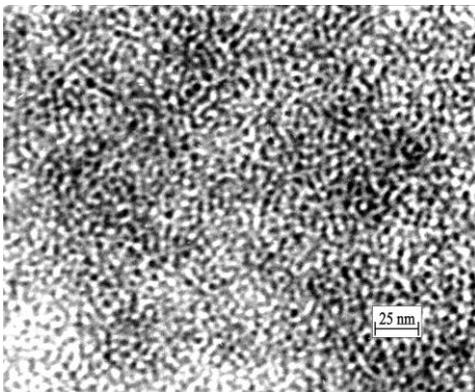


Рис. 12. Микроструктура композитов  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{56.2}(\text{SiO}_2)_{43.8}$  [25].

Исследования структуры композита на основе CoFeB и  $\text{SiO}_2$  было проведено в работе [25] с использованием просвечивающей электронной микроскопии. Иллюстрация из этой статьи, представленная на рис. 12, является изображением микроструктуры композита  $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$  находящегося вблизи порога перколяции. Темные области изображения соответствуют гранулам ферромагнетика, а светлые – оксида кремния. На данной иллюстрации также видно, что в некоторых частях композита гранулы начали замыкаться в мостики.

В статье [26] были представлены микрофотографии и дифрактограммы гранулированных композитов  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_n)_{100-x}$  различных концентраций, которые представлены на рисунке 13.

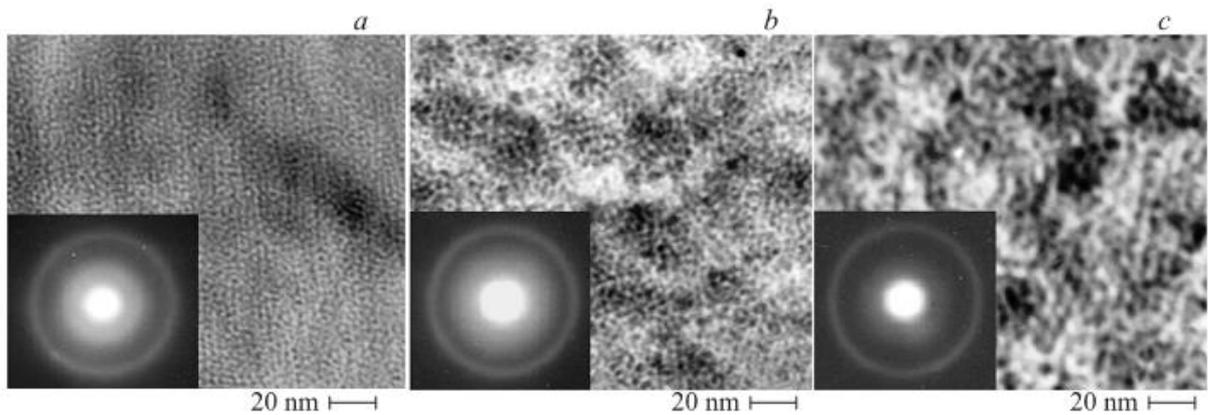


Рис. 13. Микроструктура композитов  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_n)_{100-x}$ : а —  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{30}(\text{SiO}_n)_{70}$ , б —  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{44}(\text{SiO}_n)_{56}$ , в —  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{52}(\text{SiO}_n)_{48}$  [26].

По данным микрофотографиям было установлено, что размер гранул в композитах с концентрациями ферромагнитной фазы от 30 до 52% изменяется от 2-3 до 6-8 нм. А по приведенным на рисунке дифрактограммам говорилось о структуре самих ферромагнитных гранул. Отсутствие дифракционных колец и наличие диффузного гало, по мнению

авторов, свидетельствовало о том, что гранулы ферромагнетика не обладали кристаллической решеткой, т.е. были аморфными.

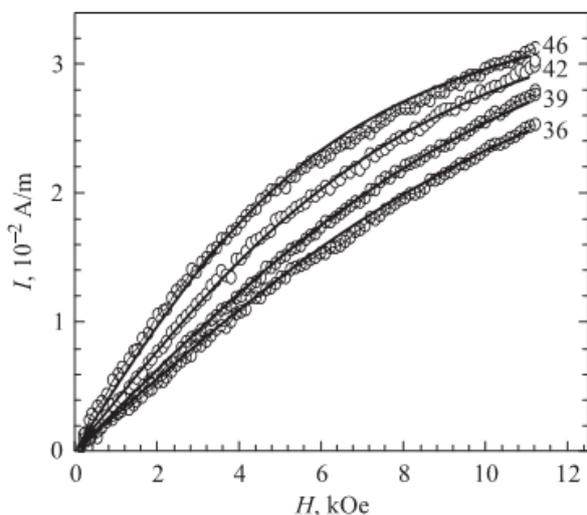


Рис. 14. Аппроксимация функцией Ланжевена экспериментальных кривых намагничивания гранулированных композитов  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_n)_{100-x}$ . Около кривых указано содержание металлической фазы  $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20}$  в ат. %. Точки – эксперимент, линии – расчет [26].

Кроме того в [26] были проведены зависимости графиков намагничивания композитов от концентраций ферромагнетика  $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20}$  (рис.14), аппроксимацией экспериментальных графиков намагничивания функцией Ланжевена было установлено положение порога перколяции в районе 46-48 ат. % металлической фазы, а также то, что ниже порога перколяции композит являлся парамагнитным.

Что касается магнитооптических исследований, то они представляют огромный интерес, так как обладают большим рядом достоинств, которые имеют полезное приложение в рамках исследований композитных систем. К этим достоинствам можно отнести чувствительность к наличию в образцах магнитных неоднородностей, чувствительность к изменению размеров частиц, к их объемному распределению и магнитной фазе.

В статье [27] были проведены магнитооптические исследования композитов с ферромагнитными гранулами  $\text{Co}_{84}\text{Nb}_{14}\text{Ta}_2$ ,  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ ,  $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$  в диэлектрических матрицах  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Результаты исследований показали, что спектры экваториального эффекта Керра сильно отличаются от спектров свидетелей – пленок кобальта и соответствующих ферромагнитных сплавов без диэлектрической матрицы. Графики композитов разных составов вели себя приблизительно одинаково и показали вблизи порога перколяции сильное увеличение магнитооптического отклика в инфракрасной области длин волн спектров. На рисунке 15 представлены зависимости ЭК (экваториального эффекта Керра) от концентраций ферромагнитной фазы в композите  $(\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2)_Z(\text{SiO}_2)_{100-Z}$ .

В статье [27] были проведены магнитооптические исследования композитов с ферромагнитными гранулами  $\text{Co}_{84}\text{Nb}_{14}\text{Ta}_2$ ,  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ ,  $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$  в диэлектрических матрицах  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Результаты исследований показали, что спектры экваториального эффекта Керра сильно отличаются от спектров свидетелей – пленок кобальта и соответствующих ферромагнитных сплавов без диэлектрической матрицы. Графики композитов разных составов вели себя приблизительно одинаково и показали вблизи порога перколяции сильное увеличение магнитооптического отклика в инфракрасной области длин волн спектров. На рисунке 15 представлены зависимости ЭК (экваториального эффекта Керра) от концентраций ферромагнитной фазы в композите  $(\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2)_Z(\text{SiO}_2)_{100-Z}$ .

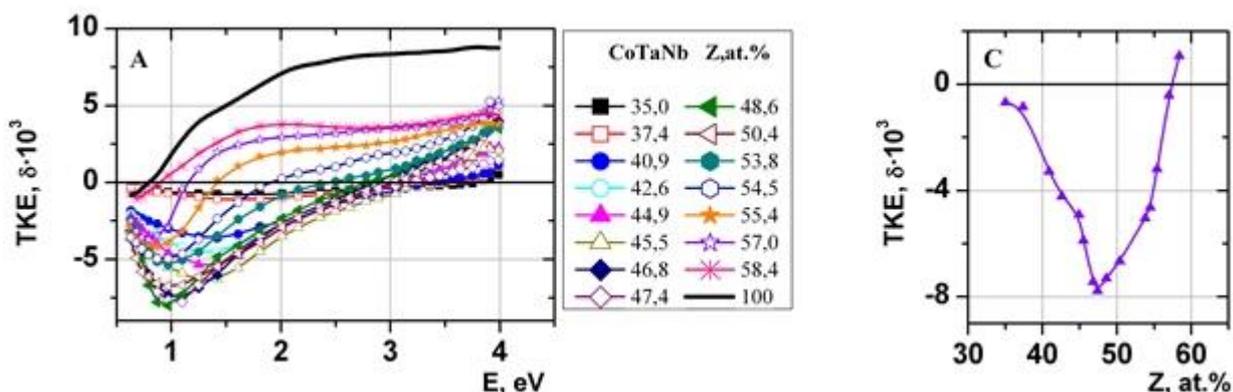


Рис. 15 Спектральные зависимости ЭК композита от концентрации CoTaNb (слева). Зависимость ЭК в точке 1 эВ от концентрации композита (справа) [27].

На рисунке 15 видно, что зависимости ЭК композитов очень сильно отличаются от спектра чистого CoTaNb по форме. Кроме того спектры композита вблизи порога перколяции (48%) почти на всем протяжении шкалы измерений отличаются от спектра чистого CoTaNb по знаку и имеют ярко выраженный максимум в районе 1 эВ, но по мере увеличения концентрации приближаются по форме к чистому ферромагнетику. На правой части

рисунка видно, что максимум ЭЭК достигается как раз в области перколяции, которая для CoTaNb равняется 48 ат. %.

Также в статье [27] были изучены полевые зависимости ЭЭК для разных концентраций ферромагнетика CoTaNb композите при фиксированной энергии падающего света 1.42 эВ. Полевые зависимости представлены на рис. 16.

Кривые на рисунке можно разделить на три группы, отличающиеся концентрациями и механизмами намагничивания. В первой группе находятся образцы с концентрациями металлической фазы меньше 47%. В этой группе образцы гранулы композита находятся далеко друг от друга и практически не взаимодействуют, поэтому образцы в целом намагничиваются как суперпарамагнетики. Размер ферромагнитных гранул в композитах первой группы составляет от 2 до 4 нм.

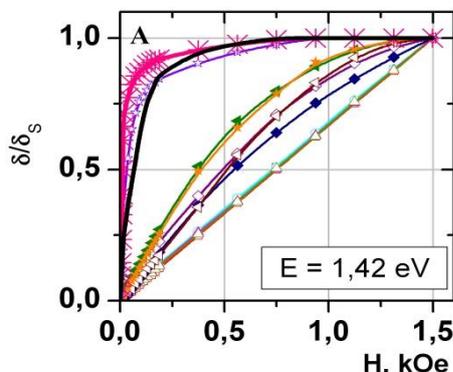
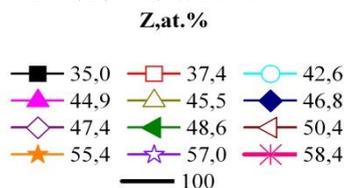


Рис. 16. Полевые зависимости ЭЭК для композита  $(\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2)_z(\text{SiO}_2)_{100-z}$  [27].



Вторая группа образцов имеет концентрации от 46 до 55%. Для данной группы композитов наблюдалось смягчение магнитных свойств, а кривые постепенно принимали ферромагнитный вид, что свидетельствует о том, что в них между гранулами начинает происходить взаимодействие, а сами они увеличиваться в размерах.

В третьей группе композитов с концентрациями больше 55% полевые зависимости практически повторяют полевую зависимость чистого ферромагнитного CoTaNb. В этой области концентраций в композитах появляются ферромагнитные кластеры из соединенных вместе гранул. Кластеры становятся настолько большими, что в них уже начинается разбиение на домены, о чем свидетельствует ферромагнитный характер намагничивания.

намагничивания.

Еще одним фактом, указанным в статье, была найденная корреляция между максимальным значением гигантского магнетосопротивления, экваториальным эффектом Керра и магнитострикцией чистых ферромагнетиков, из которых были сделаны композиты

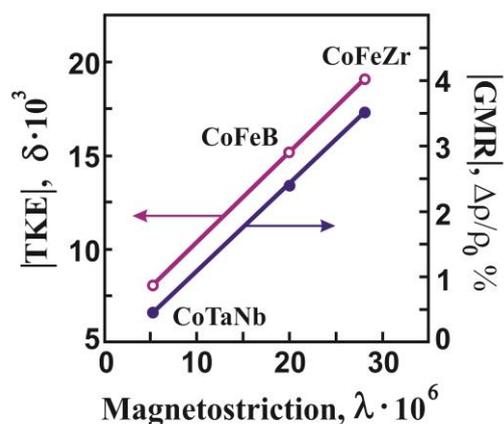


Рис. 17. Корреляция ГМС, ЭЭК и магнитострикции металлической фазы нанокompозитов  $(\text{Fe}_{45}\text{Co}_{45}\text{Zr}_{10})_{57}(\text{SiO}_2)_{43}$ ,  $(\text{Fe}_{40}\text{Co}_{40}\text{B}_{20})_{60}(\text{SiO}_2)_{40}$  и  $(\text{Co}_{84}\text{Nb}_{14}\text{Ta}_2)_{61}(\text{SiO}_2)_{39}$  [27].

(рис.17). Найденная корреляция объяснялась тем, что в ряду  $\text{CoNbTa} \rightarrow \text{CoFeB} \rightarrow \text{CoFeZr}$  наблюдается увеличение вклада d-электронов и усиление спин-орбитального взаимодействия. В этих композитах проводимость определяется прыжковой проводимостью электронов от гранулы к грануле через диэлектрический барьер (ТМС), которая, как уже было сказано выше, определяется плотностями состояний d-электронов на уровне Ферми в ферромагнитных гранулах. Рост плотности состояний на уровне Ферми наблюдается в ряду  $\text{CoNbTa} \rightarrow \text{CoFeB} \rightarrow \text{CoFeZr}$ , что приводит соответственно к увеличению в этом ряду магнетосопротивления, магнитострикции и эффекта Керра, который определяется оптическими d-электронами.

Кроме того в статье [27] было проведено исследование композита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-z}$  напыленного послойно и непрерывно (непрерывно

напыленный композит будем далее называть bulk). Образцы напыленные послойно и непрерывно отличались тем, что первые напылялись в несколько этапов и после каждого этапа проходило некоторое время, когда они лежали в вакуумной камере и сами по себе охлаждались, а bulk-композиты напылялись непрерывно.

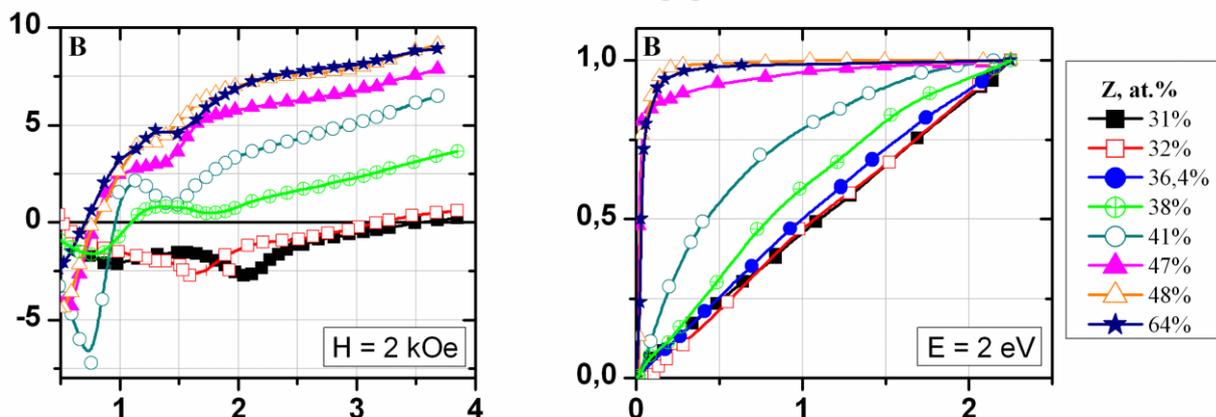


Рис. 18. Спектральные (слева) и нормированные полевые (справа) зависимости ЭЭК для композита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-z}$  с разными концентрациями ферромагнитной фазы [27].

В статье было установлено, что вид кривых и размеры ЭЭК композитов напыленных послойно сильно отличаются от bulk-композитов тех же концентраций (рис. 18). Кроме того было установлено, что для композитов с одной и той же концентрацией ферромагнитной фазы, но разными толщинами слоев наблюдались сильные различия как спектральных, так и полевых зависимостей ЭЭК (см. рис. 19).

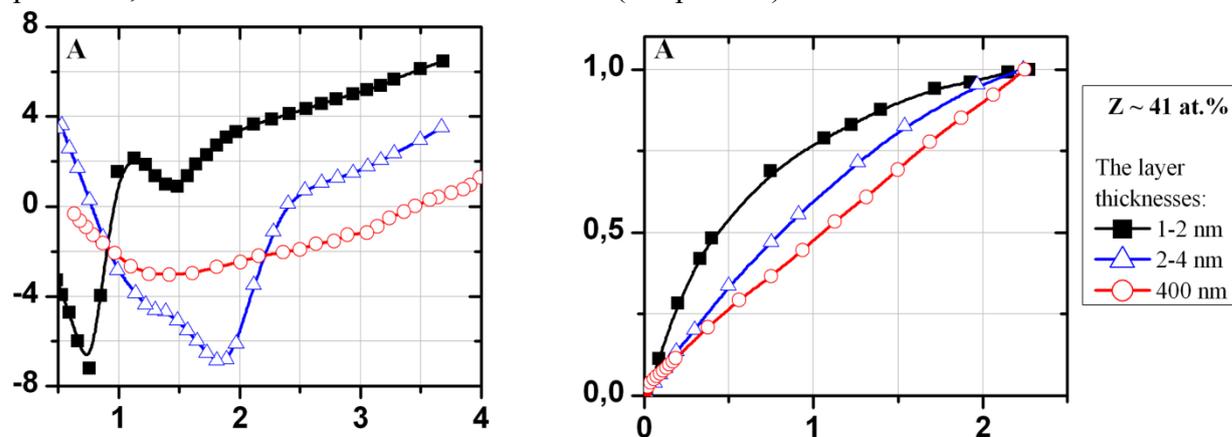


Рис. 19. Спектральные (слева) и нормированные полевые (справа) зависимости ЭЭК композита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{41}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{59}$  напыленного слоями разных толщин [27].

В статье говорится о том, что общий вид полевых кривых образцов, напыленных послойно, не меняется и их так же можно разделить на три группы, как и bulk-композиты ранее, но с одной важной оговоркой – пороги перколяции для композитов напыленных послойно сместились в меньшую сторону относительно порогов перколяции bulk-композитов тех же концентраций. Т.е. для композита напыленного послойно, смягчение магнитных свойств происходило при меньших концентрациях CoFeZr, чем для bulk-композитов. Смещение порогов перколяции объясняется тем, что композиты очень чувствительны к условиям напыления. При разных способах напыления происходило разное образование равновесных гранул ферромагнетика в диэлектрической матрице. При послойном напылении слои композита успевали остыть, а при непрерывном – нет. И так как смещения порога перколяции происходило в сторону меньших концентраций, то при послойном напылении размер равновесных гранул был меньше, потому что для более ма-

леньких гранул при одинаковом количестве ферромагнитной фазы вероятность их контакта больше чем для более крупных гранул (рис. 20 а). Т.о. можно говорить о том, что размер ферромагнитных гранул зависит от толщины слоев композита.

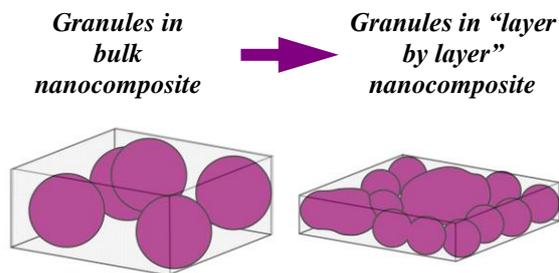


Рис. 20 а. Модель изменения микроструктуры композита в зависимости от толщины напыляемых слоев [27].

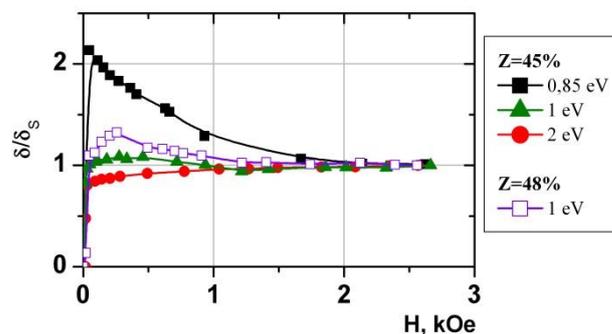


Рис. 20 б. Аномальное поведение нормированных полевых зависимостей ЭЭК серии 1 [27].

Также в статье обсуждался сложный вид спектральных кривых, который, по мнению авторов, свидетельствует о пространственной неоднородности образцов. Также были объяснены аномальные полевые зависимости (рис. 20 б), которые говорят о том, что в послойно напыленном композите могут существовать сразу две магнитные подсистемы – ферромагнитная и суперпарамагнитная, которые дают вклады отличающиеся знаком и формируют аномальную результирующую суперпозицию полевых кривых подсистем.

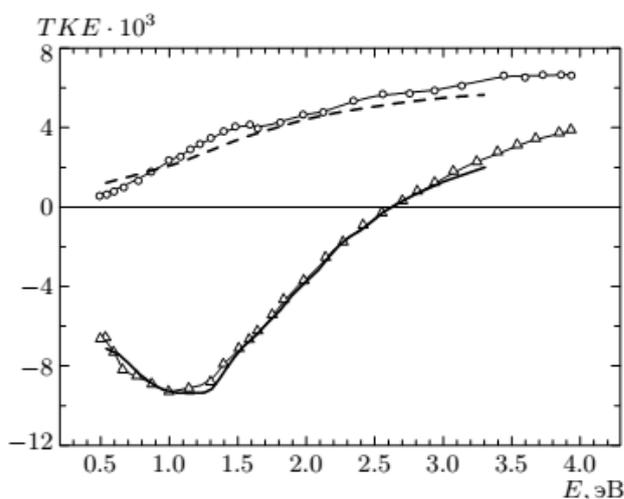


Рис. 21. Моделирование спектральных зависимостей ЭЭК в приближении Максвелла-Гарнетта композитов  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ , где  $x=35\%$  - штриховая кривая,  $42\%$  - сплошная [28].

Теоретическое моделирование спектральных зависимостей ЭЭК и компонент тензора диэлектрической проницаемости показало, что наиболее близкие к экспериментальным кривым результаты показывает симметризованное приближение Максвелла-Гарнетта (см. рис. 21), которое позволяет следить за качественными и количественными изменениями в микроструктуре композитов.

#### 1.4 Мультислойные структуры гранулированный нанокompозит-полупроводник

В пункте 1.2 упоминались проблемы, которые предлагалось решать использованием нанокompозитов до порога перколяции вместо чистых ферромагнитных слоев. Впервые такое предложение было выдвинуто в статье [29]. Коротко проиллюстрируем его рисунками.

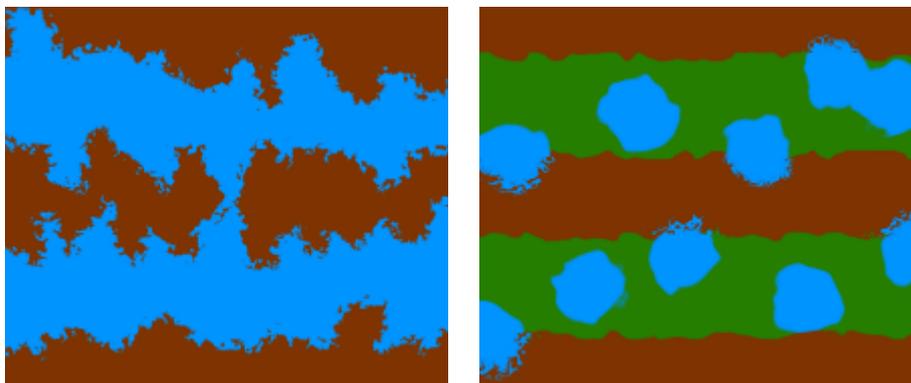


Рис. 22. Схематическое изображение многослойной пленки (левая половина) и мультислойного композита (правая половина). Синим цветом обозначены ферромагнитные прослойки или гранулы, коричневым – полупроводниковые, зеленым – диэлектрическая матрица.

В левой части рисунка 22 представлен вид многослойной пленки, в которой синие слои – это ферромагнитное вещество, а коричневые – полупроводниковые. Границы слоев неровные, потому что вещества взаимодействуют между собой сильно. В центре левого рисунка два ферромагнитных слоя замыкаются пинолем, которые не редки при малых толщинах полупроводниковых прослоек.

В правой части рисунка 22 изображен многослойный композит, в котором зеленым обозначены диэлектрические слои, внутри которых расположены синие ферромагнитные гранулы. Т.к. диэлектрик и ферромагнетик подбираются таким образом, чтобы не взаимодействовать друг с другом, то границы ферромагнитных гранул изображены гладкими. Некоторые из гранул расположены на поверхностях диэлектрических прослоек, что наблюдается в реальных композитах. Так как композит находится вдали от порога перколяции, то его гранулы не соприкасаются и не создают замкнутых проводящих цепочек. Кроме того, на рисунке те части ферромагнитных гранул, которые “выглядывают” из диэлектрика также изображены с шершавыми границами (шершавыми поверхностями обозначены интерфейсы, состоящие из соединений ферромагнетика и полупроводника). Благодаря тому, что концентрация ферромагнетика в композите мала, очень малое количество гранул не погружено в диэлектрик и, соответственно, мало этих гранул соприкасается с полупроводником. Площадь интерфейсов мала и их влияние также мало. Про сквозные пиноли между композитными слоями можно сказать то, что вероятность их образования уменьшается, потому что мала вероятность “выступания” ферромагнитных гранул в соседних композитных слоях прямо друг напротив друга, что необходимо для их замыкания.

В статье [30] было проведено магнитооптическое исследование наномультислойных пленок  $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{35}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{65}(\text{X})/\alpha\text{-Si:H}(\text{Y})]_{30}$  с аморфной структурой ферромагнитных гранул композита. Пленки были получены ионным напылением и имели разные толщины композитных и полупроводниковых слоев. Толщина композитных слоев изменялась в интервале от 1.08 до 1.88 нм (на графиках обозначалась X), а полупроводниковых от 0.45 до 5.5 нм (на графиках обозначалась Y). Композитные слои представляли собой диэлектрическую матрицу  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , в которой располагались гранулы  $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ , концентрация которых была взята до порога перколяции.

На рис. 23 представлены спектральные и полевые зависимости экваториального эффекта Керра многослойных пленок  $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{35}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{65}(\text{X})/\alpha\text{-Si:H}(\text{Y})]_{30}$ . Видно, что спектральные кривые многослойных пленок имеют сходные формы со спектральной кривой гранулированного сплава  $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{35}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{65}]$ , но отличаются от нее величиной ЭЭК. Что касается полевых зависимостей, то во всех из них ЭЭК линейно зависит от прикладываемого поля. Линейность полевых кривых может говорить о том, что композит в пленках является суперпарамагнитным.

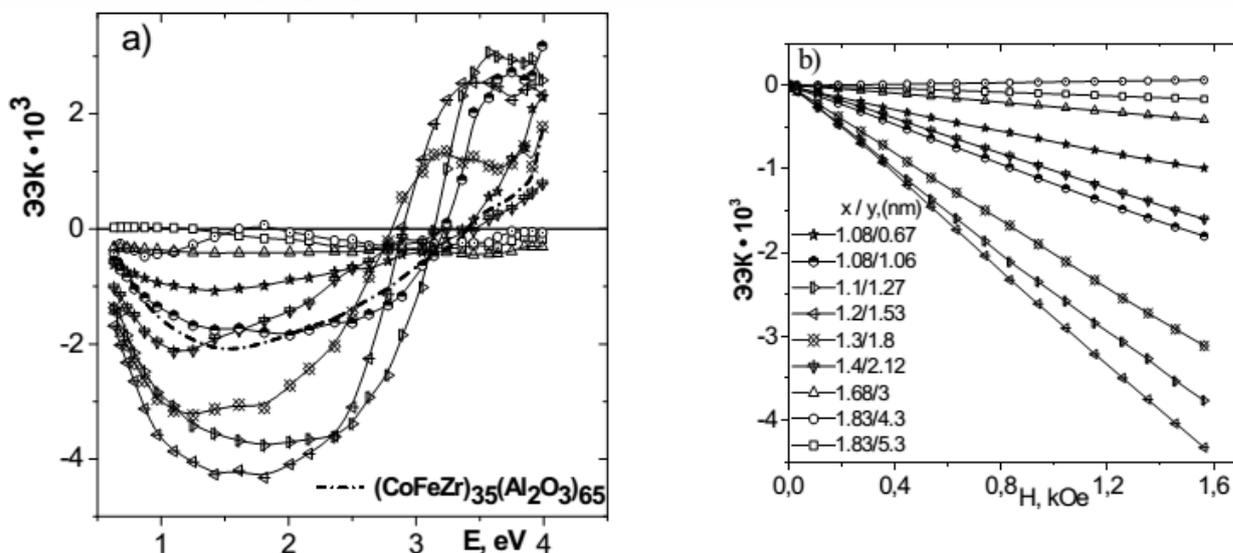


Рис. 23. Спектральные (а) и полевые (б) зависимости ЭЭК мильтислойных наноструктур  $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{35}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{65}(\text{X})/\alpha\text{-Si:H}(\text{Y})]_{30}$ .

На рис. 24 приведены зависимости ЭЭК и намагниченности  $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{35}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{65}(\text{X})/\alpha\text{-Si:H}(\text{Y})]_{30}$  от толщины полупроводникового слоя  $h_{\text{Si}}$ . На графике зависимостей ЭЭК видно, что величина эффекта растет вплоть до толщин  $h_{\text{Si}}$  около 1.1-1.5 нм, после чего по мере дальнейшего утолщения кремниевых прослоек происходит уменьшение величины эффекта.

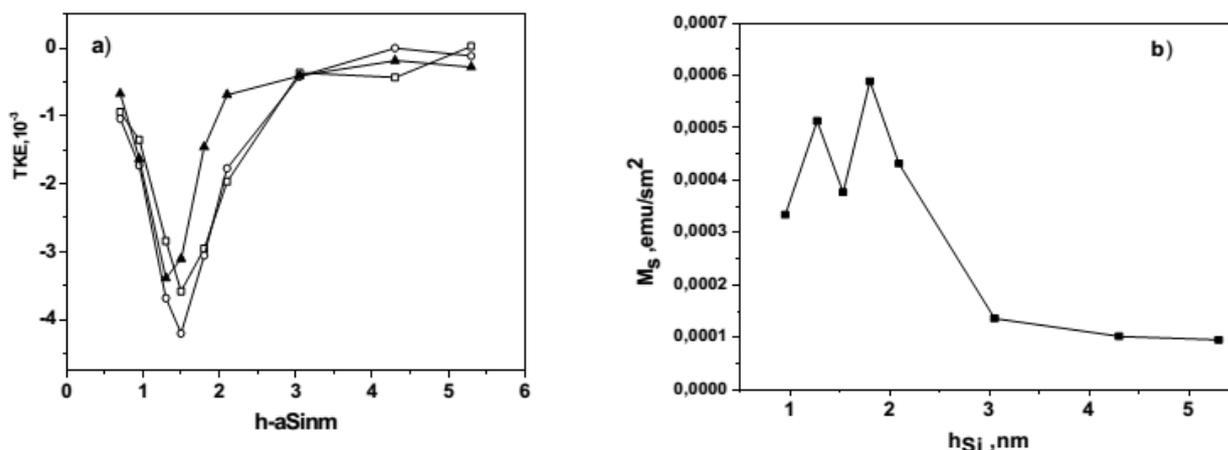


Рис. 24. Зависимость ЭЭК (а) и намагниченности (б) многослойной структуры  $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{35}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{65}(\text{X})/\alpha\text{-Si:H}(\text{Y})]_{30}$  от толщины полупроводникового слоя [30].

В левой части рис. 24 представлена зависимость намагниченности насыщения пленок в зависимости от толщины кремниевых прослоек. График был получен из исследования магнитостатических петель гистерезиса, которое также показало изменение коэрцитивной силы при изменении толщин полупроводниковых слоев. Намагниченность и коэрцитивная сила достигали своего максимума при толщинах  $h_{\text{Si}}$  порядка 1.5 нм. При толщи-

нах  $h_{Si}$  порядка 1.1 нм в образцах наблюдалась перпендикулярная магнитная анизотропия, а при дальнейшем увеличении кремниевых прослоек наблюдалось отклонение вектора намагниченности от вертикального направления.

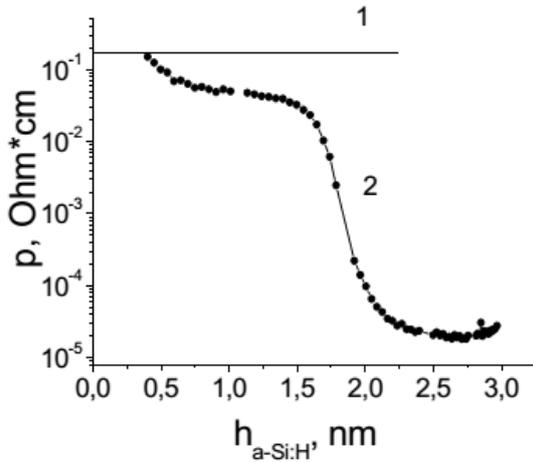


Рис. 25. Зависимость удельного электрического сопротивления многослойной структуры  $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_{35}(Al_2O_3)_{65}(X)/\alpha-Si:H(Y)]_{30}$  от толщины полупроводникового слоя (кривая 2). Прямой линией (1) изображено  $\rho$  композита  $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_{35}(Al_2O_3)_{65}$  [30].

слоев. Т.к. поверхностные энергии  $Al_2O_3$  и Si равны 1.4 и 1.2 Дж/м<sup>2</sup> соответственно, а поверхностная энергия композита равна 2.82 Дж/м<sup>2</sup>, то с точки зрения минимизации общей поверхностной энергии, кремнию выгодно осаждаться на гранулах композита. Т. о.

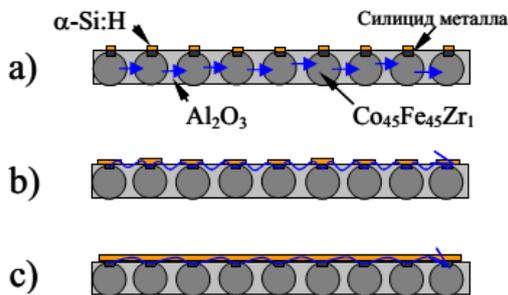


Рис. 26. Модель роста прослойки  $\alpha-Si:H$  на поверхности композита [30].

образование кремниевого слоя будет проходить в три этапа: а) все падающие атомы кремния осаждаются на “торчащих” из композита ферромагнитных гранулах, при этом проводимость пленки определяется туннелированием электронов между ФМ гранулами через диэлектрическую матрицу; б) продолжается рост островковых структур полупроводника на гранулах ферромагнетика, но сопротивление все еще будет определяться туннелированием ФМ-диэлектрик-ФМ; в) островки полупроводника начинают замыкаться между собой и постепенно образуют замкнутую поверхность, при этом проводимость пленки будет определяться цепочками гранула-полупроводник-гранула. Из графика удельного сопротивления (рис. 25) видно, что формирование замкнутых каналов гранула-полупроводник-гранула начинается при  $h_{Si}$  1.5 нм и завершается при толщине кремниевых прослоек 2 нм. По мнению авторов статьи, рост намагниченности и коэрцитивной силы по мере увеличения толщины полупроводниковых прослоек так же связан с образованием островковых структур, которые по мере роста замыкаются все больше. При этом все больший вклад в магнетизм начинает давать обменное взаимодействие ферромагнитных гранул между собой посредством электронов проводимости полупроводника. А кроме того, как уже говорилось в статье [30], увеличение магнитооптического отклика так же связано с перколяционным переходом. Впервые электрические и магнитные свойства гранулированных композитов были объяснены особенностями образования

В своей статье авторы также проводят корреляцию между магнитными, магнитооптическими и электрическими свойствами. На рис. 25 представлена зависимость удельного сопротивления пленки  $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_{35}(Al_2O_3)_{65}(X)/\alpha-Si:H(Y)]_{30}$  от толщины полупроводникового слоя  $h_{Si}$ . По нему видно, что удельное сопротивление  $\rho$  сильно зависит от толщины кремниевых прослоек, а наибольшее падение сопротивления наблюдается в интервали толщин кремния от 1.5 до 2 нм и составляет три порядка. Изменение толщины кремния за пределами интервала 1.5-2 нм не оказывает сильного влияние на удельное сопротивление многослойной пленки. Такое поведение удельного сопротивления пленки авторами статьи связывалось с механизмами роста полупроводниковых слоев на композитных слоях  $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_{35}(Al_2O_3)_{65}$ . На рис. 26 авторами проиллюстрированы этапы роста полупроводниковых прослоек на поверхности композитных

образовании кремниевого слоя будет проходить в три этапа: а) все падающие атомы кремния осаждаются на “торчащих” из композита ферромагнитных гранулах, при этом проводимость пленки определяется туннелированием электронов между ФМ гранулами через диэлектрическую матрицу; б) продолжается рост островковых структур полупроводника на гранулах ферромагнетика, но сопротивление все еще будет определяться туннелированием ФМ-диэлектрик-ФМ; в) островки полупроводника начинают замыкаться

полупроводниковых структур на композитных слоях в публикации [31]. В ней авторы исследуют и объясняют таким образом свойства сразу пятнадцати разных композитов.

В работе [32] было проведено исследование двух серий мультислойных пленок  $\{[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_Z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-Z}]/(\alpha\text{-Si})\text{Y}\}_{40}$  взятых в области перколяции и имеющих разные толщины композитных и полупроводниковых слоев. В первой серии толщина композитных слоев изменялась от 0.91 до 1.14, а во второй от 1.76 до 2.34 нм. В статье были приведены графики спектров ЭЭК для обеих серий образцов, которые представлены на рисунке 27.

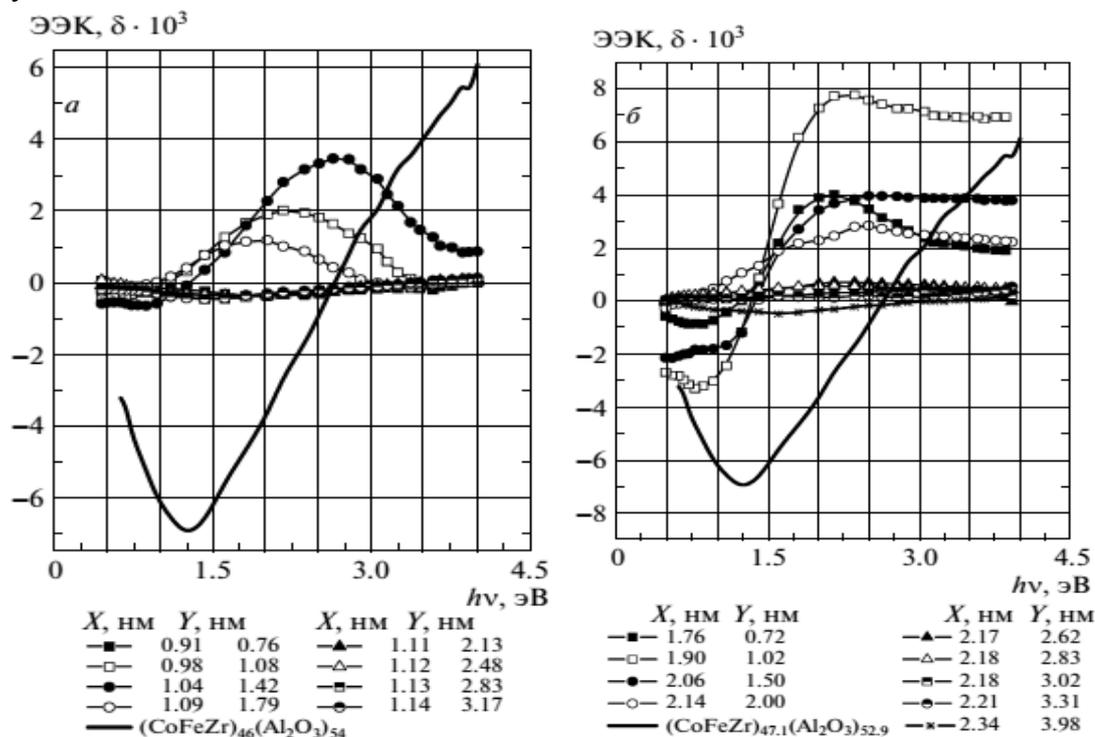


Рис. 27. Спектральные зависимости ЭЭК мультислойных пленок  $\{[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_Z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-Z}]/(\alpha\text{-Si})\text{Y}\}_{40}$  с разными соотношениями толщин композита и полупроводника. Сплошными кривыми изображены композитные спектры [32].

В левой и правой части изображены зависимости спектров ЭЭК от толщин слоев для двух серий образцов композитных пленок. Из этих графиков следует, что толщины прослоек очень сильно влияют на магнитооптические свойства пленок, например, в образцах первой и второй серии с толщинами  $X=0.76$  нм,  $Y=0.91$  нм и  $X=0.72$  нм,  $Y=1.76$  нм соответственно, на всем протяжении шкалы величина ЭЭК отличается на порядок, при том, что толщины полупроводниковых прослоек практически равны. Для образцов обеих серий с толщинами полупроводника от 1 до 2 нм в интервале энергий падающего света от 0.5 до 3 эВ наблюдается сильная схожесть величин и форм спектральных кривых ЭЭК. Но в области ультрафиолетовых длин волн в образцах с более тонкими прослойками композита и полупроводника наблюдается резкий спад по сравнению с образцами с более толстыми прослойками композита и соответствующими толщинами полупроводника. Подробное описание изменений спектров доступно в полном тексте статьи.

Также авторы статьи проводят сравнение пленок  $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{35}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{65}(\text{X})/\alpha\text{-Si:H}(\text{Y})]_{30}$  обеих серий с пленками тех же составов, но взятых при концентрации ферромагнетика в композите до порога перколяции. На рис. 28 приведены толщинные зависимости ЭЭК для трех мультислойных структур при энергии падающего света 2 эВ.

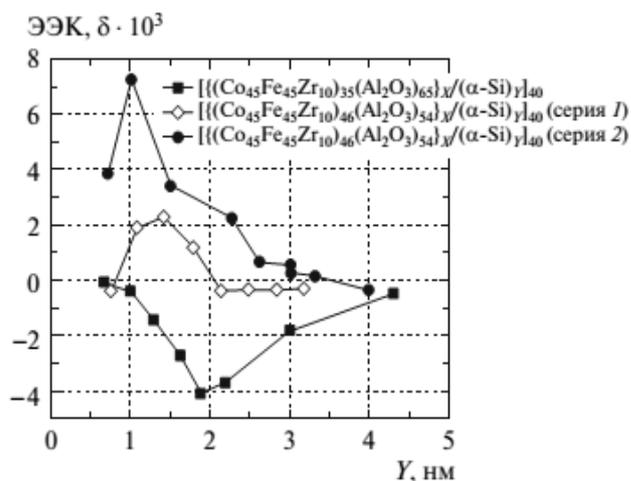


Рис. 28. Толщинная зависимость ЭК для мультислойных структур  $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_z(Al_2O_3)_{1-z}(X)/\alpha-Si:H(Y)]_{40}$ ;  $h\nu=2.01$  эВ,  $H=0.8$  кЭ [32].

более тонкими слоями расстояние между гранулами, оказавшимися на поверхности диэлектрика меньше, то для их замыкания по “островковому” механизму требуется меньше кремния. Увеличение толщины полупроводниковых слоев Si приводит к образованию кластеров, в которые входят гранулы соседних ферромагнитных слоев (для мультислоек вблизи порога перколяции). При таком объединении гранул соседних ФМ слоев можно говорить о конкуренции вкладов композитов  $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})Si$ , образующихся на интерфейсе и  $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})z(Al_2O_3)_{1-z}$  в магнитные и магнитооптические свойства МС. Расстановка приоритетов в этой конкуренции зависит от толщин полупроводниковых и композитных слоев и от концентрации ФМ в композитном слое [32]. При увеличении полупроводникового слоя больше чем 3.3 нм происходит уменьшение вероятности туннелирования электронов между соседними композитными слоями, что уменьшает эффективное обменное взаимодействие между слоями. При этом и магнитные и магнитооптические свойства мультислоевых систем (МС) определяются снова только свойствами композита  $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})z(Al_2O_3)_{1-z}$ , а электрические полупроводниковой прослойкой.

Суммируя вышесказанное, можно говорить о том, что в ряде случаев в многослойных нанокompозитах с полупроводниковыми прослойками наблюдается сильное усиление магнитооптического отклика по сравнению с композитами без прослоек, при этом наибольшее усиление наблюдается в МС с тонкими полупроводниковыми и композитными слоями. Наиболее сильно аномальное поведение магнитных и магнитооптических свойств проявляется в области концентраций ФМ фазы в композитном слое в области порога перколяции. Этот факт объясняется влиянием интерфейсов, образующихся на границе композитных и полупроводниковых слоев. Вдали от порога перколяции интерфейсы должны образовываться менее активно и вносить меньший вклад в магнитные, магнитооптические и электрические свойства многослойных композитных пленок. Для проверки этого утверждения в настоящей работе было проведено исследование изменения магнитооптических свойств многослойных нанокompозитов  $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{33.9}(SiO_2)_{66.1}]/(Si,C)\}_n$  с углеродными и кремниевыми прослойками в зависимости от толщины слоев композита и полупроводника. В качестве магнитного слоя в МС использовался композит другого состава и с концентрацией меньшей, чем в работе [32]. Также, чтобы лучше понять, влияние интерфейса на магнитооптические свойства МС были исследованы магнитооптические свойства трехслойных и пятислойных пленок Co/Si/Co и Si/Co/Si/Co/Si, с различной толщиной полупроводникового слоя.

Из графиков следует, что величина и положение максимумов ЭК зависит от толщин композитных и полупроводниковых слоев, а также от концентрации ферромагнитной фазы в композитах. При этом из графика также следует, что максимальное значение ЭК достигается в пленках с составом композита, находящегося ближе к порогу перколяции. Приведенные факты объясняются механизмом образования кремниевых слоев на поверхности композитных. Этот механизм был описан в предыдущей статье, но в данной статье он дополнен некоторыми деталями. Так, например, во внимание принимается размер ферромагнитных гранул в композите. Т.к. в композите с

## 2. Образцы и методика измерений

### 2.1 Образцы

В данной работе были исследованы две группы образцов. Первая группа образцов – это многослойные пленки на основе нанокompозита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$ , с концентрацией композита вдали от порога перколяции.

Образцы первой группы были сделаны методом ионно-лучевого напыления на кафедре физики твердого тела в Воронежском государственном техническом университете. Для создания образцов использовалась установка, разработанная на основе УВН-2.

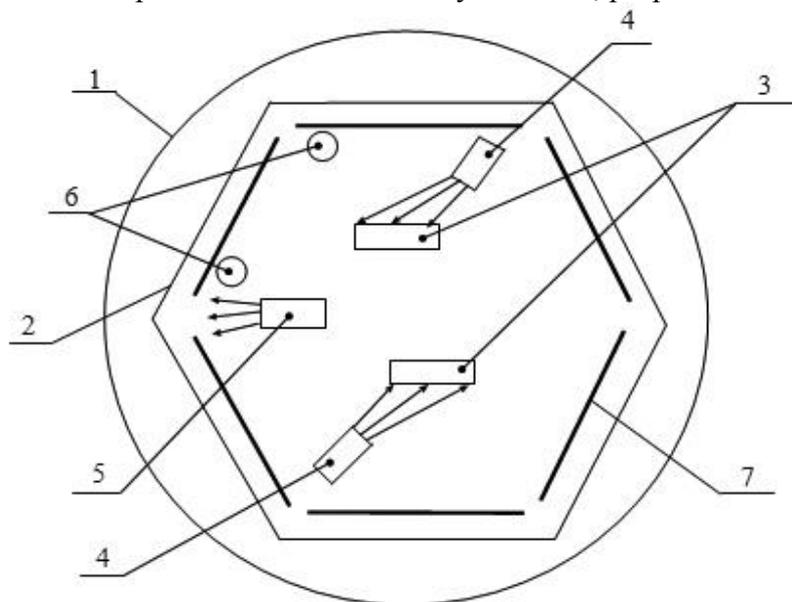


Рис. 29. Схематическое изображение устройства вакуумной камеры: 1 - вакуумная камера; 2 - вращающийся подложкодержатель; 3 - водоохлаждаемая мишень; 4 - источник ионно-лучевого распыления; 5 - источник ионного травления; 6 - компенсатор; 7 – подложка.

В вакуумной камере установки располагались два источника ионно-лучевого распыления, которые использовались для напыления диэлектрических и ферромагнитных слоев. Благодаря большой разнице поверхностных энергий ферромагнетика и диэлектрика, ионы ферромагнетика собирались в капли, которые потом покрывались диэлектриком. Таким образом, напыляя по очереди ферромагнетик и диэлектрик, получался гранулированный композит, в котором ферромагнитные гранулы располагались в диэлектрической матрице. Более наглядно структура композита представлена на рисунке. Также в вакуумной камере располагался третий источник ионного распыления, который служил для очистки подложки.

После напыления одного слоя композита происходила смена мишеней на полупроводниковые и источники ионного распыления начинали напылять слои полупроводника на слои композита.



Рис. 30. Схематическое изображение мультислойных структур композит-полупроводник.

Благодаря тому, что подложки в вакуумной камере могли вращаться вокруг центра камеры, а мишени оставались неподвижными, можно было меняя частоту вращения подложек изменять толщины напыляемых слоев. Кроме того, мишени в установке являлись составными и меняя количество сегментов в них (навесок) можно было изменять процентное соотношение ферромагнетика и диэлектрика в конечном композите.

Полный список образцов первой представлен в таблице 1.

<i>Номер серии образца</i>	<i>Состав</i>	<i>Толщина п.п. нм.</i>	<i>Толщина ме. нм.</i>
<b>1091</b>	$(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$		1-2,6
<b>1096</b>	$\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{Si}]\}_{94}$	0,5- 4,5	2- 4,8
<b>1097</b>	$\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{Si}]\}_{93}$	0,3- 3	2-4,8
<b>1101</b>	$\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{Si}]\}_{93}$	0,2-2,3	2,1-4,9
<b>1103</b>	$(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$		1,6-3,8
<b>1111</b>	$\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{C}]\}_{47}$	0,2-1,3	3,4-7,9
<b>1112</b>	$\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{C}]\}_{46}$	0,3-1,85	2,8-6,5

Табл. 1. Таблица исследованных образцов.

В сериях 1091 и 1103 отсутствовали полупроводниковые прослойки, но образцы серии 1091 были напылены непрерывно, а образцы серии 1103 были напылены послойно, то есть после напыления слоя композита проходило некоторое время, за которое он успевал остыть, а потом напылялся следующий слой композита.

Серии 1096, 1097 и 1101 представляют собой многослойные пленки, в которых композитные слои  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$  напылены поочередно с полупроводниковыми кремниевыми слоями. Данные серии отличаются количеством бислоев композит-полупроводник, диапазонами толщин слоев композита и полупроводника, а также соотношением толщин слоёв композита и полупроводника.

Серии 1111 и 1112 представляют собой аналогичные сериям 1096, 1097 и 1101, но вместо кремниевых прослоек в сериях 1111 и 1112 были напылены углеродные прослойки.

Вторая группа образцов была получена методом последовательного магнетронного напыления в Уральском федеральном университете и состоит из двух серий. Образцы обеих серий располагались на прозрачной стеклянной подложке и представляют собой трехслойные пленки Co/Si/Co, которые с обеих сторон покрыты углеродом для предотвращения коррозионного разрушения образцов. Общий вид образцов представлен на рисунке.

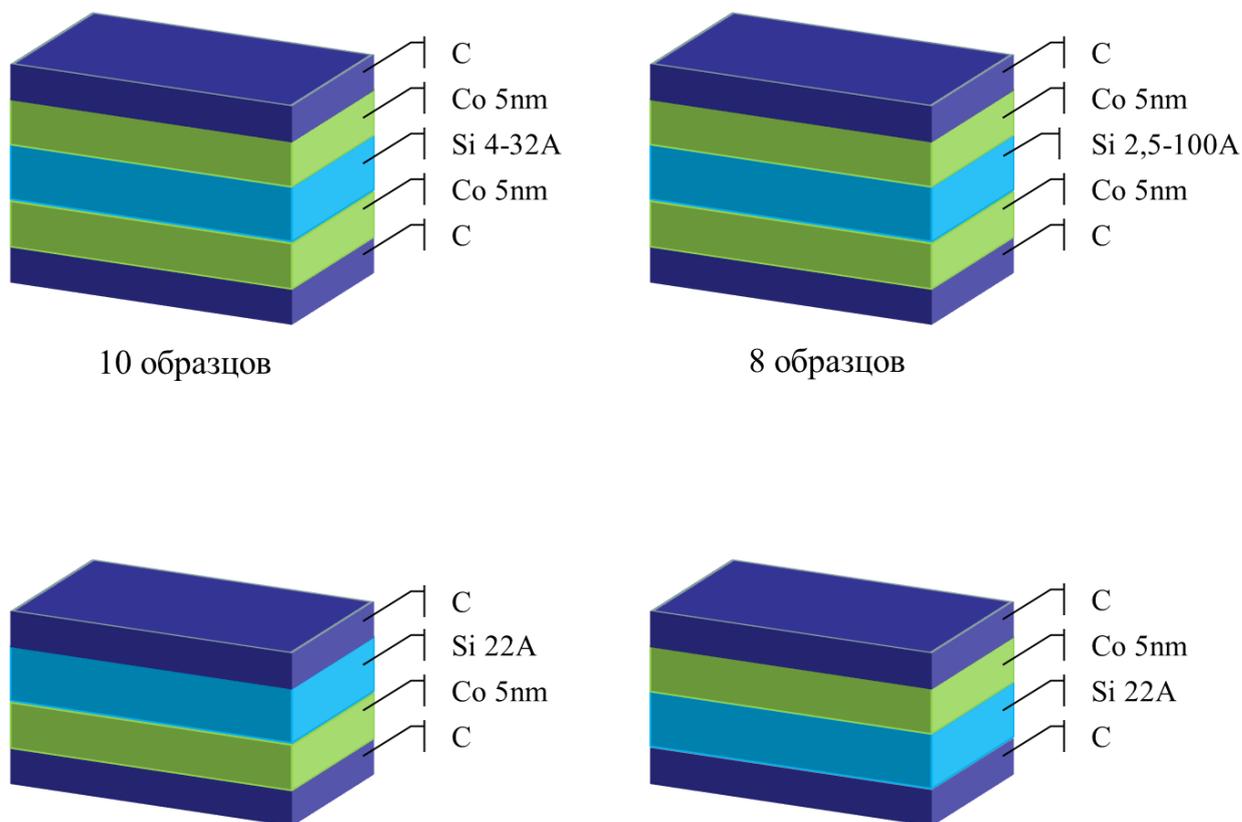


Рис. 31. Схематическое изображение пленок Co/Si/Co двух разных серий с разными толщинами кремниевых слоев.

Разницей между двумя сериями образцов второй группы является различный диапазон толщин кремниевых прослоек, который для первой серии составлял интервал 4 - 32 А, а для второй серии – 2,5 – 100 А, при этом толщины кобальтовых прослоек для обеих серий были 5 нм. Кроме того, была еще одна пара образцов, в каждом из которых был только один кобальтовый слой, причем внутри пары для образцов совпадали толщины слоев, но отличался порядок напыления слоев. Как и в трехслойных образцах, в двухслойных толщина кобальтового слоя была 5 нм, а вот толщина кремниевого слоя составляла 22 А.

Кроме перечисленных выше групп образцов в данной работе будут затронуты образцы, которые были исследованы в нашей лаборатории ранее. Они представляют из себя нанокompозитные многослойные пленки аналогичные пленкам первой группы, но с более близкими к порогу перколяции композитными слоями.

## 2.2 Методика измерений

При отражении поляризованного света от вещества, обладающего спонтанной намагниченностью или намагниченного во внешнем поле, происходит изменение интенсивности отраженного света, поворот плоскости поляризации и сдвиг его фазы. – Этот магнитооптический эффект называют эффектом Керра.

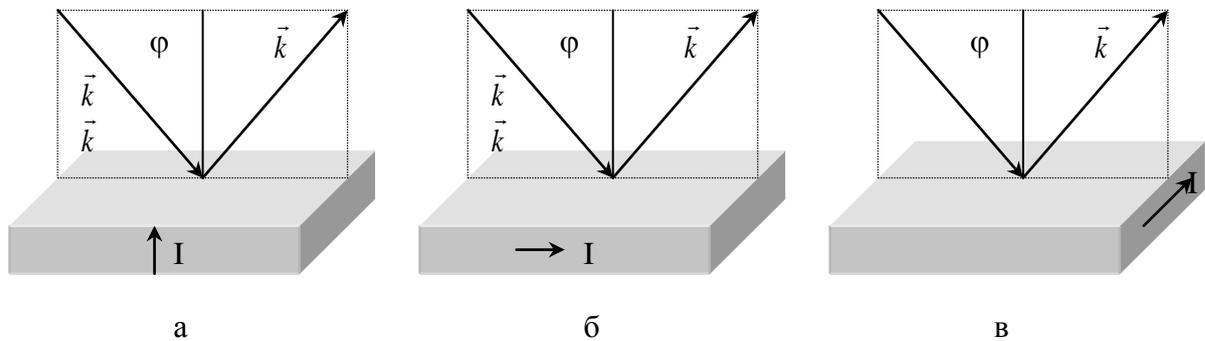


Рис. 32. Магнитооптические эффекты: а) полярный эффект Керра, б) меридиональный эффект Керра, в) экваториальный эффект Керра.

Различают три разновидности эффекта Керра, которые отличаются взаимным расположением плоскости поляризации падающего света и плоскости падения света и направлением намагниченности или внешнего поля прикладываемого к образцу.

При *полярном эффекте Керра* направление намагниченности образца перпендикулярно поверхности образца и параллельно плоскости падения света. При этой геометрии наблюдаются вращение плоскости поляризации света, а также линейная поляризация света сменяется на эллиптическую. В случае меридиональной геометрии вектор намагниченности параллелен плоскости падения света и поверхности образца, при этом наблюдаются те же изменения падающего поляризованного света, что и в полярной геометрии. В случае, когда намагниченность образца параллельна поверхности образца и перпендикулярна плоскости падения света, наблюдается экваториальный эффект Керра (ЭЭК), который заключается в изменении интенсивности и сдвиге фазы отраженного света относительно падающего линейно-поляризованного света.

В данной работе проводились измерения экваториального эффекта Керра (ЭЭК), как наиболее простого в измерении и дающего наиболее широкий спектр информации об образцах. Численно экваториальный эффект Керра определяется как  $\delta = \frac{\Delta I}{I_0}$ , где  $\Delta I$  – это

изменение интенсивности света, отраженного от намагниченного образца, по сравнению с интенсивностью света, отраженной от не намагниченного образца,  $I_0$  – интенсивность света, отраженного от не намагниченного образца.

Измерения ЭЭК проводились на самодельной установке динамическим методом, особенностью которого является применение переменного магнитного поля для намагничивания образца. Так как эффект Керра зависит от величины внешнего поля, то благодаря применению переменного поля можно одновременно мерить интенсивность света намагниченного и не намагниченного образца методом синхронного детектирования. Устройство установки представлено на рисунке 33.

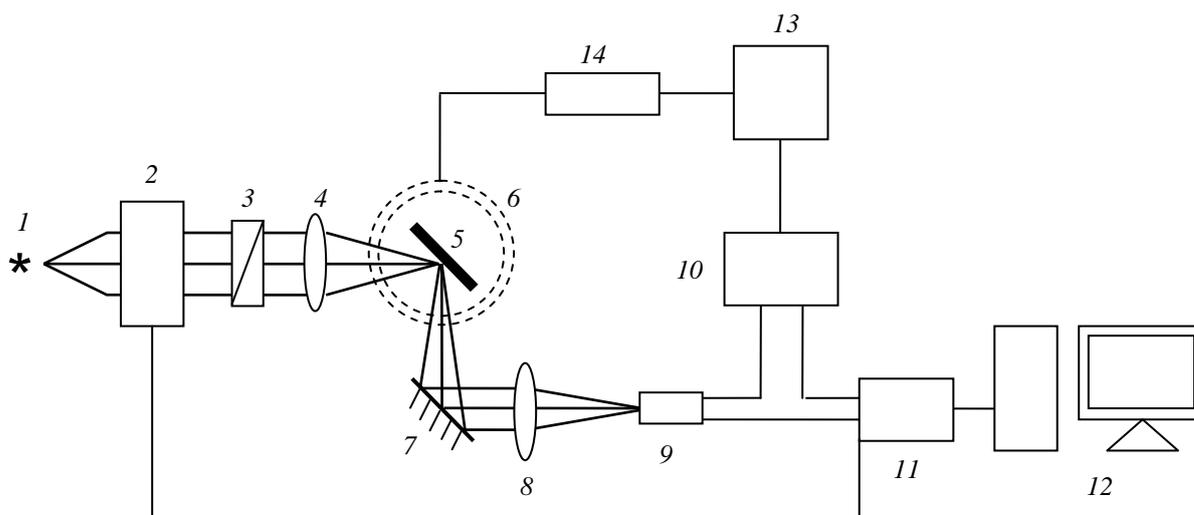


Рис. 33. Принципиальная схема установки.

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

Свет из галогеновой лампы 1 попадает на вход монохроматора 2. Монохроматор имеет регулируемую ширину входной и выходной щели, что позволяет изменять интенсивность пучка света. Монохроматор в ручном режиме может быть настроен на необходимую частоту света. Пройдя монохроматор, свет попадает на поляризатор 3, где из монохроматического света выделяется р-компонента линейно-поляризованного света. Затем поляризованный свет попадает на поверхность образца 5, который закреплен на держателе внутри электромагнита 6. После отражения от образца пучок света отражается от зеркала 7, которое нужно для контроля падения луча на образец и перенаправления света в линзу 8. Линза 8 фокусирует свет на входе фотодатчиков ФЭУ или фотосопротивления PbS, которые применяются в зависимости от длины падающего света и имеют разные рабочие диапазоны длин волн. Из датчика ФЭУ сигнал разделяется на два одинаковых: первый идет через АЦП 11 на компьютер и измеряется там виртуальным вольтметром постоянного тока, а второй сигнал идет на вход селективного усилителя 10. На второй вход селективного усилителя также подается опорный сигнал от генератора переменного напряжения 13. В то же время, генератор питает через усилитель 14 электромагнит 6. С выхода селективного усилителя 10 сигнал направляется на АЦП 11, а затем в компьютер. Также на АЦП подается ток с переменного сопротивления монохроматора.

На компьютере установлена специально написанная для проведения измерений программа, которая в реальном времени отображает данные с АЦП, а именно: длину падающего света, интенсивность падающего света, изменение интенсивности отраженного света, поле электромагнита.

Установка позволяет проводить измерения в диапазоне энергий падающей световой волны от 0,5 до 4 эВ и полях до 3 кЭ. Также, образцы в электромагните можно крепить на разных держателях, что позволяет изменять угол падения света на образец и рассчитывать диэлектрические константы образцов. Кроме того, эта установка применяется для измерений при низких и высоких температурах и имеет диапазон работы от температур жидкого гелия и до нескольких сотен градусов Цельсия, но в этой работе температурные измерения не проводились, и поэтому часть установки, отвечающая за них, здесь описана не будет.

### 2.3 Ошибки измерений

Ошибки в измерениях разделяются на два типа – систематические и случайные.

К систематическим ошибкам можно отнести:

- погрешности измерений используемых в установке приборов;
- погрешности выставления величин на приборах;
- дробовой шум;
- недостаточно точное определение угла падения света на образец;
- наводки от других приборов и коммуникаций.

К случайным ошибкам можно отнести:

- недостаточно хорошую настройку на р-компоненту поляризатором;
- недостаточно хорошую фокусировку пучка на входе фотоприемника;
- резкие перепады напряжения;
- недостаточно хорошее крепление образца к держателю;
- плохая настройка монохроматичности пучка.

Систематические ошибки минимизируются покупками нового более точного оборудования и экранированных кабелей. Также периодические измерения контрольных образцов, для которых известны характеристики, позволяют своевременно узнавать об увеличении размеров систематических ошибок, связанных со старением оборудования.

Случайные ошибки минимизируются благодаря особенностям измерений. Измерение для каждой точки на графике проводится не меньше 3 раз, и каждый из этих раз длится не менее 10 секунд, во время которых происходит усреднение непрерывно поступающих данных. Благодаря тому, что измеренные точки сразу появляются на графике, оператор установки видит явно ошибочные измерения и может сразу их перемерить.

Чувствительность измерения экваториального эффекта Керра на данной установке составляет  $2 \cdot 10^{-5}$ , а погрешность измерений оценивается не более чем в 4%.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В статье [24] было установлено, что магнитооптические свойства композитов  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})\text{Z}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-Z}$ , напыленных послойно, сильно отличаются от bulk-композитов, поэтому логично было провести аналогичное исследование и для композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})\text{Z}(\text{SiO}_2)_{100-Z}$ .

На рис. 34 представлены спектральные зависимости ЭЭК композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$ , напыленного послойно. Также на рисунке представлена кривая ЭЭК для композита того же состава, но напыленного непрерывно.

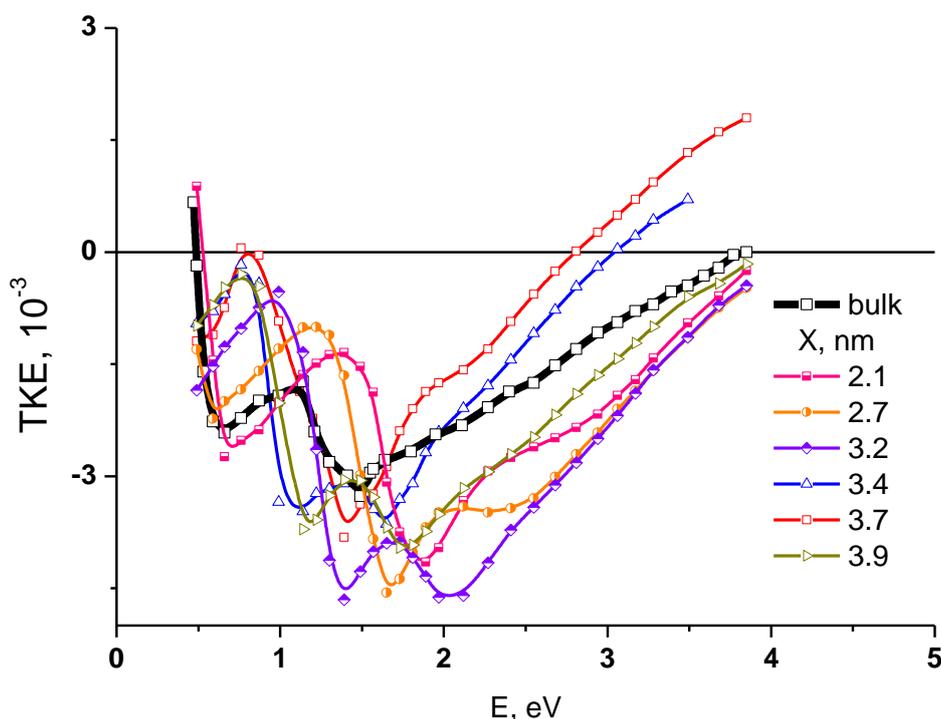


Рис. 34. Спектральные зависимости ЭЭК для послойно напыленных композитов  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$  с разными толщинами слоев. Толщина слоев приведена в нанометрах.

Очевидно, что спектральные зависимости ЭЭК для послойно напыленных композитов  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$  отличаются не только от зависимости для bulk-композита, но и между собой. Такое поведение кривых можно связать с особенностями получения образцов. А именно, при разных условиях получения образцов формируются гранулы разных размеров. При непрерывном напылении образец находится при высокой температуре достаточно долгое время и в нем успевают образоваться равновесные гранулы. Образование равновесных гранул может происходить практически в полном его объеме, а размер равновесных гранул определяется в первую очередь концентрацией ферромагнитной фазы. При последовательном напылении образование гранул возможно только внутри последнего еще горячего напыляемого слоя. Таким образом, средний размер гранул послойно напыленного композита, скорее всего, не превышает толщины отдельных его слоев. Последнее утверждение не совсем справедливо для очень тонких слоев композита, когда слои вообще могут представлять собой незамкнутые друг с другом островки, а гранулы могут “торчать” или находиться вне диэлектрической матрицы. Вышесказанное может быть проиллюстрировано рисунком 35.

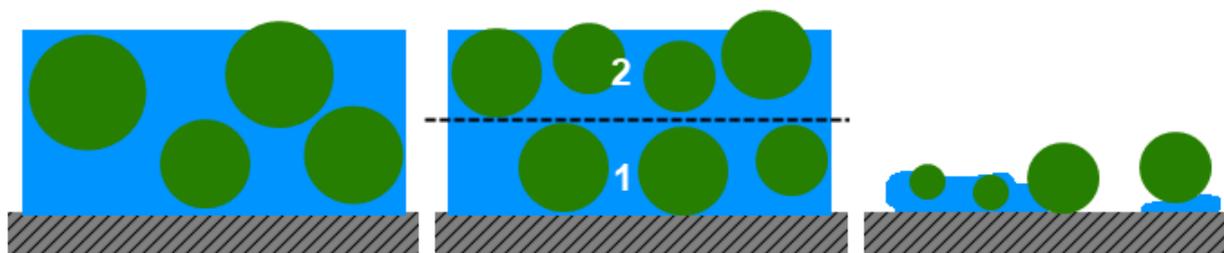


Рис. 35. Вид слоев композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$ : левая часть – bulk-композит  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$ , центр – послойный композит (два соседних слоя разделены пунктирной линией), правая часть – тонкий слой композита.

Если проследить эволюцию спектров послойных композитов в зависимости от толщины слоев, то можно заметить, что они обладают периодичностью. По мере роста толщины слоев, в области 3 эВ начинают зарождаться пики, которые при дальнейшем росте толщин увеличиваются и смещаются в область низких энергий. Пройдя интервал 1,5-2 эВ, пики начинают уменьшаться в размере, пока не заходят за пределы диапазона измерений. Таким образом, имея зависимость спектров от физической толщины слоев композита, можно говорить о существовании геометрического размерного эффекта. Однако природа этого эффекта может быть разной. Размерный эффект может быть вызван либо зависимостью магнитооптических свойств от размеров гранул ферромагнетика в слоях, либо неоднородностью пленок, связанной с послойным напылением. Первый вариант был исследован в статье [28]. Что касается второго, то его можно проиллюстрировать рис. 36.

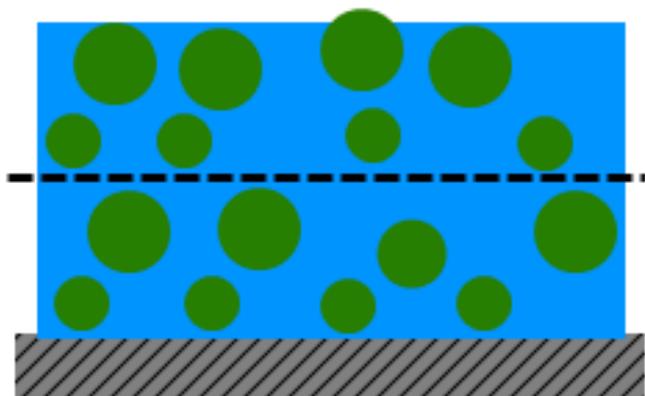


Рис. 36. Вид сбоку послойного напыленного гранулированного композита. Граница слоев обозначена черной пунктирной линией.

На данном рисунке изображен один из вариантов неоднородности послойно напыленного композита. На нем показано, что ферромагнитные гранулы, которые находятся ближе к предыдущим композитным слоям, имеют меньший размер по сравнению с теми, что находятся в объеме слоев. Это вызвано тем, что после напыления каждого слоя происходит охлаждение пленок. Когда начиналось напыление нового слоя, ферромагнитная и диэлектрическая фазы падали на еще холодный предыдущий слой и практически сразу остывали, что приводило к формированию малых гранул. По мере роста толщины слоя происходит нагревание

образца и формирование более крупных ферромагнитных гранул в слое. В пользу неоднородности образцов может говорить еще и вид концентрационных зависимостей ЭЭК композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_z(\text{SiO}_2)_{100-z}$  (см. рис. 37). Так как известно, что размер ферромагнитных гранул композита зависит от концентрации, то на спектральных зависимостях ЭЭК также должны были проявляться смещения спектров друг относительно друга по мере роста доли ферромагнитной фазы, но это наблюдается только в композитах выше порога перколяции и не наблюдается в композитах до порога перколяции.

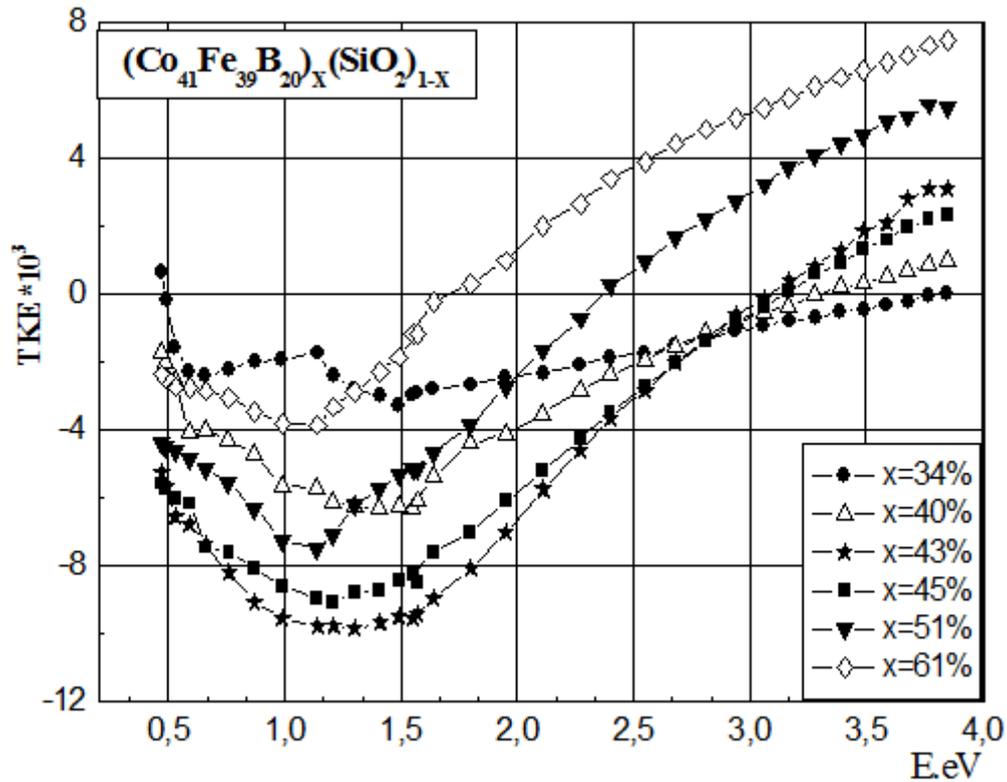


Рис. 37. Спектральные зависимости ЭК bulk-композитов  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ , для разных концентраций ферромагнитной фазы.

Таким образом, можно говорить о том, что композиты напыленные послойно не являются просто bulk-композитами с разным размером хаотично распределенных гранул. В послойно напыленных композитах наблюдается периодическая слоистая структура, характеристики которой сильно влияют на магнитооптические свойства пленок.

Кроме того для нескольких образцов послойно напыленных композитов были измерены полевые зависимости ЭК, которые представлены на рис. 38.

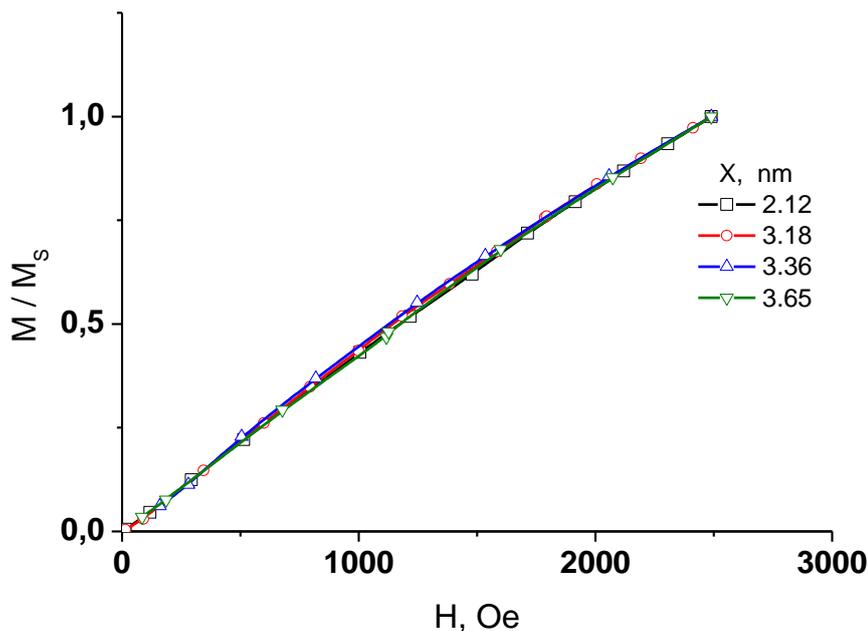


Рис. 38. Полевые зависимости ЭК послойно напыленного композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}$ , нормированные на эффект в максимальном поле. В правой части графика приведены толщины слоев в нанометрах.

По данным практически линейным кривым видно, что композит  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$ , напыленный послойно, находится в суперпарамагнитном состоянии, и его ферромагнитные гранулы практически не взаимодействуют между собой. В интервале толщин композитных прослоек от 2,12 до 3,65 нм не происходит какого-либо смягчения магнитных свойств, что видно по практически совпадающим нормированным полевым зависимостям.

Спектральные и полевые зависимости ЭЭК были измерены также и для образцов многослойных пленок композит-полупроводник, в которых в качестве прослойки выступали углерод или кремний, а композит имел тот же состав, что и в обсужденных только что послойных пленках.

Рассмотрим сначала полевые и спектральные зависимости ЭЭК для двух серий многослойных пленок  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{C}]\}_N$  ( $N$  – число бислоев композит-углерод), которые отличались толщинами композитных и углеродных слоев, а также их количеством.

На рисунке 39 вверху представлены спектральные зависимости ЭЭК для пленок серии 1112, а внизу пленки серии 1111. В пленках  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}(\text{X})]/[\text{C}](\text{Y})\}_{46}$  (1112) отношение толщин композитных слоев к углеродным было меньше, чем в пленках  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}(\text{X})]/[\text{C}](\text{Y})\}_{47}$  (серия 1111). Для пленок серии 1112 максимум магнитооптического отклика достигается при толщинах композита около 5 нм и толщинах углерода 1.10 нм, а для пленок серии 1111 при 0.8-1 и 5.4-7.4 нм соответственно. Анализируя спектральные кривые обеих серий, можно заметить, что как и в случае многослойного композита без немагнитных прослоек, в этих сериях по мере роста толщин слоев наблюдается смещение спектров в область низких энергий. Точно так же как и в композитных пленках  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$  происходит зарождение пиков в области 3 эВ, которые плавно вырастают, достигая максимумов в интервале 1 – 2 эВ. При дальнейшем росте толщин они так же уменьшаются и скрываются за пределами диапазона измерений. Кроме того, стоит отметить, что общий вид кривых практически повторяет вид зависимостей ЭЭК для послойных композитов  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$  (см. рис. 34).

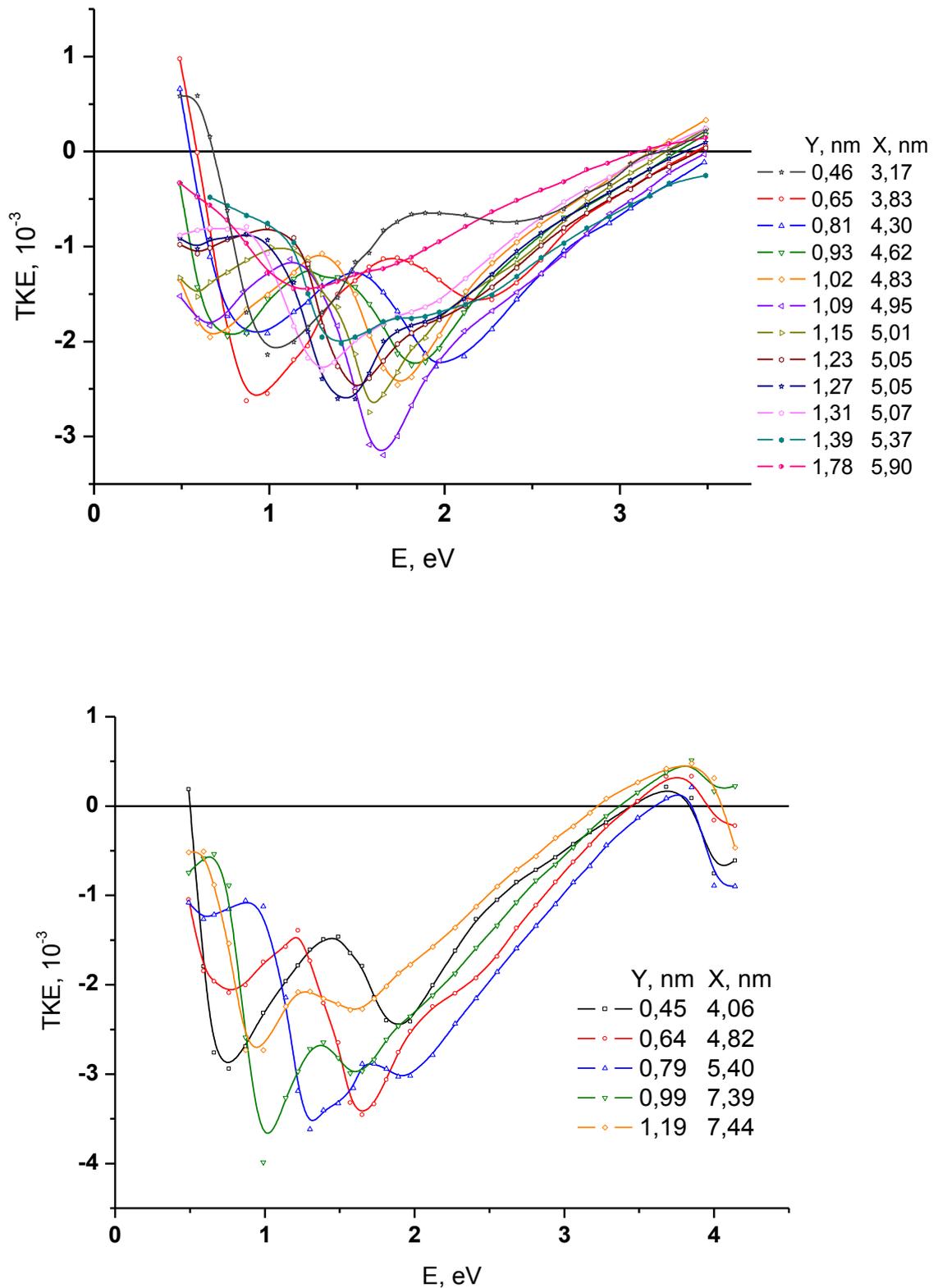


Рис. 39. Спектральные зависимости ЭК многослойных систем  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}(\text{X})/[\text{C}](\text{Y})]_z$  серий 1112 (вверху) и 1111 (внизу). Y и X – толщины полупроводниковых и композитных слоев соответственно.

На рисунке 40 приведены нормированные полевые зависимости ЭК для многослойных пленок композит-полупроводник разной толщины из серий 1112 (вверху) и 1111 (внизу). На графиках видно, что все зависимости являются линейными и практически по-

вторяют друг друга. Данный факт говорит о том, что композит  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$  в пленках является суперпарамагнитным, а его ферромагнитные гранулы не взаимодействуют между собой.

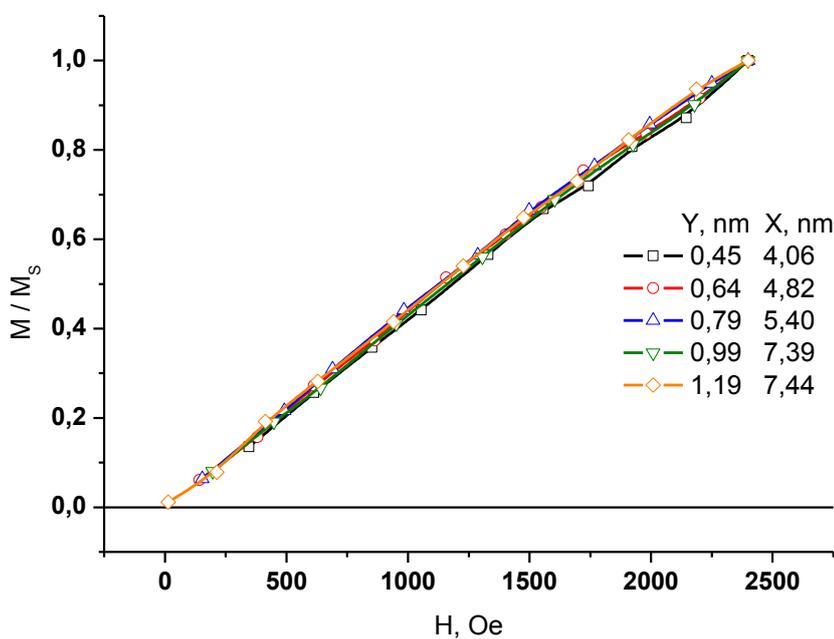
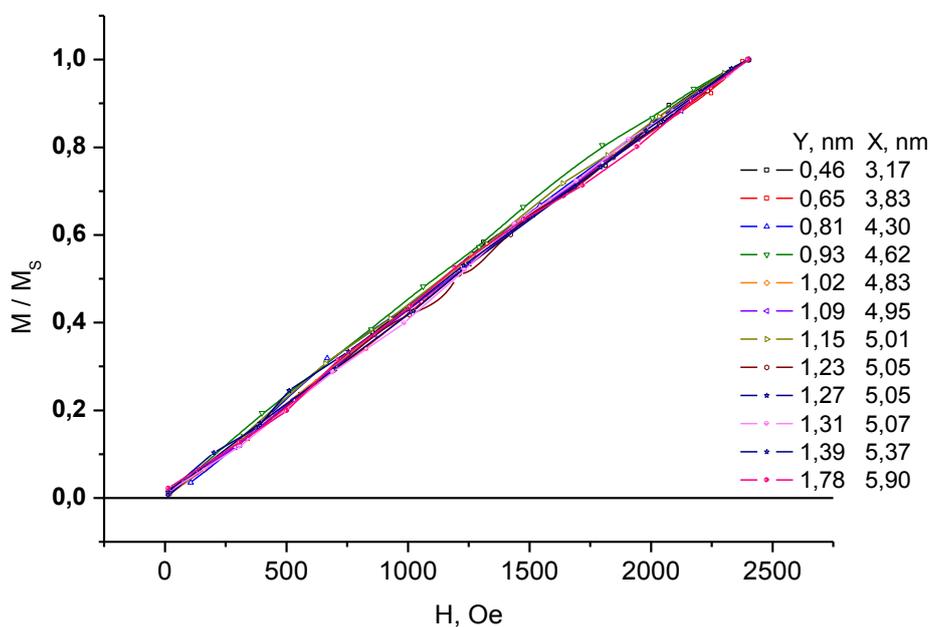


Рис. 40. Полевые зависимости ЭЖ многослойных пленок композит-полупроводник разной толщины из серий 1112 (верху) и 1111 (внизу), нормированные на эффект в максимальном поле.

Чтобы понять, как влияет на многослойный композит добавление в него углеродных прослоек, обратимся к серии рисунков 41-42. На рис. 41 видно, что магнитооптический отклик в многослойной пленке  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{C}]]_N\}$  уменьшается по сравнению с многослойным композитом  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$ , толщина слоев которого совпадает с толщиной композитной прослойки в многослойной пленке  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{C}]]_N\}$ .

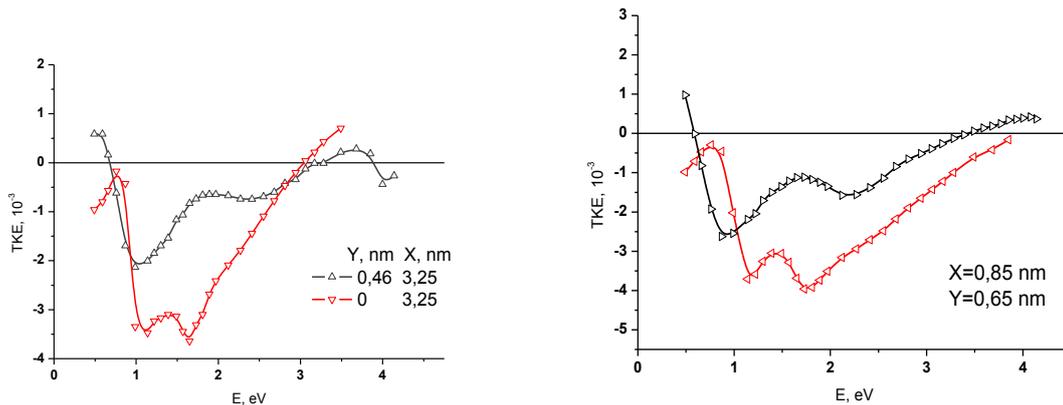


Рис. 41. Сравнение спектральных зависимостей ЭЭК для пленок  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$  (красная кривая) и  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{C}]\}_N$  (черная кривая) с одинаковыми толщинами композитных слоев.

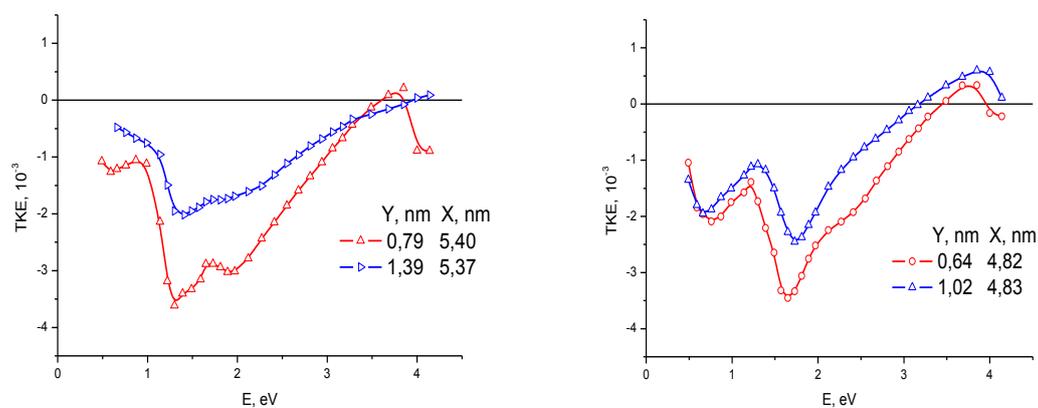


Рис. 42. Сравнение спектральных зависимостей ЭЭК для пленок  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{C}]\}_N$  с одинаковыми толщинами композитных слоев и разными толщинами полупроводниковых слоев.

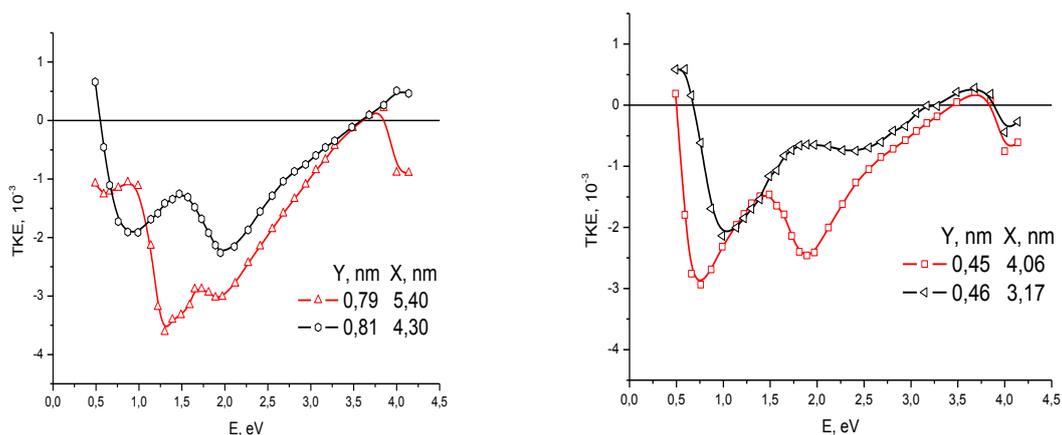


Рис. 43. Сравнение спектральных зависимостей ЭЭК для пленок  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{C}]\}_N$  с одинаковыми толщинами полупроводниковых слоев и разными толщинами композитных слоев.

На рисунке 42 представлено сравнение спектров ЭЭК для многослойных пленок  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{C}]\}_N$  с одинаковой толщиной композита и разной толщиной углеродных прослоек. Из рисунка видно, что чем меньше толщина углеродных слоев, тем больше величина ЭЭК.

На рисунке 43 представлены спектры ЭЭК для образцов

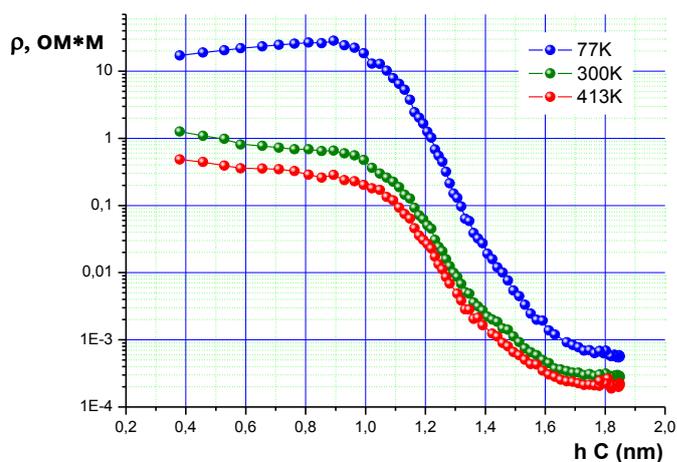


Рис. 44. Зависимости удельных сопротивлений пленок  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{C}]\}_N$  от толщин полупроводниковых прослоек (серия 1112).

$\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{C}]\}_N$  с одинаковой толщиной углеродных прослоек и разной толщиной композитных слоев. Из графиков рис. 38 следует, что чем больше толщина композитных слоев, тем больше их магнитооптический отклик.

Также стоит упомянуть электрические свойства многослойного композита. На рис. 44 представлены зависимости сопротивления пленок от толщины углеродных прослоек (были измерены в ВГТУ). На рисунке видно, что в интервале толщин от 1 до 1,6 нм сопротивление пленки очень быстро падает, что говорит о том, что в пленке происходит

перколяционный переход по электрическим свойствам, т.е. в ее структуре на этом участке толщин происходят какие-то изменения. Принимая во внимание то, что полевые зависимости являются суперпарамагнитными, ЭЭК пропорционален толщине композитных слоев и обратно пропорционален толщине углеродных слоев, в пленках имеется перколяционный переход по электрическому сопротивлению, при этом каких-то резких изменений величины ЭЭК или усиления в области электрической перколяции не наблюдается, можно прийти к гипотезе о структурных изменениях в многослойных пленках  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{C}]\}_N$ .

На интервале толщин углерода от 0,4 до 0,9-1 нм проводимость определяется туннелированием электронов от одной ферромагнитной гранулы к другой через диэлектрик. При увеличении толщин слоев углерода происходило также увеличение толщин слоев композита, что является особенностью способа получения данных образцов. При увеличении толщины слоев композита в нем происходило увеличение среднего размера ферромагнитных гранул и расстояний между ними. Увеличение расстояния между ферромагнитными гранулами осложняет туннелирование между ними электронов. Именно из-за увеличения расстояний между гранулами на кривой для удельного сопротивления, которая была измерена при низких температурах, а значит и низких кинетических энергиях электронов, наблюдается рост сопротивления на интервале 0,4-0,9 нм.

При дальнейшем росте углеродных прослоек между ферромагнитными гранулами, выступающими из композитных слоев, начинают образовываться углеродные мостики, которые замыкаются в сплошной слой при толщине углерода приблизительно 1,7 нм. С образованием сплошного углеродного слоя и связано перколяционное падение удельного электрического сопротивления. Однако, в отличие от систем с  $\{[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_Z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-Z}]\text{X}/(\alpha\text{-Si})\text{Y}\}_{40}$ , при образовании полупроводниковых мостиков между ферромагнитными гранулами, не происходит смягчения полевых зависимостей ЭЭК, что, скорее всего, говорит о том, что для данной концентрации композита расстояние между гранулами настолько большое, что в углеродных или карбидных мостиках между ними косвенный обмен успевает затухать. Из-за того что косвенного обмена нет, не происходит никакого магнитного упорядочивания ферромагнитных гранул композита.

При толщинах углеродных прослоек больше 1,7 нм происходит рост толщин сплошных углеродных слоев, что уже практически не влияет на проводимость пленки.

Что касается уменьшения магнитооптического отклика в многослойной пленке композит полупроводник  $[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{C}]_N$  по сравнению с послойно напыленным композитом  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$ , то оно связано с общим уменьшением количества ферромагнитной фазы в образцах при введении углеродных прослоек.

Кроме мультислойных структур с углеродными прослойками были исследованы спектральные и полевые зависимости ЭЭК для пленок  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{Si}]\}_N$ , однако, в этих пленках падение эффекта по сравнению с послойно напыленным композитом было настолько сильным, что для большинства образцов ЭЭК находился на уровне чувствительности установки, но все же для части образцов спектральные и полевые зависимости были получены (см. рис. 45).

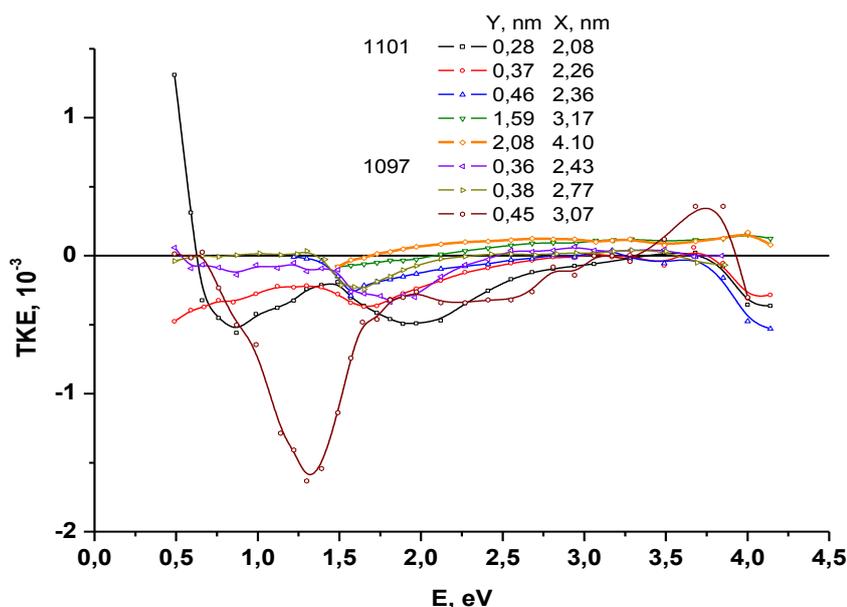


Рис. 44. Спектральные зависимости ЭЭК многослойных пленок  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{Si}]\}_N$ . X и Y – толщины композитных и полупроводниковых слоев в нанометрах, соответственно.

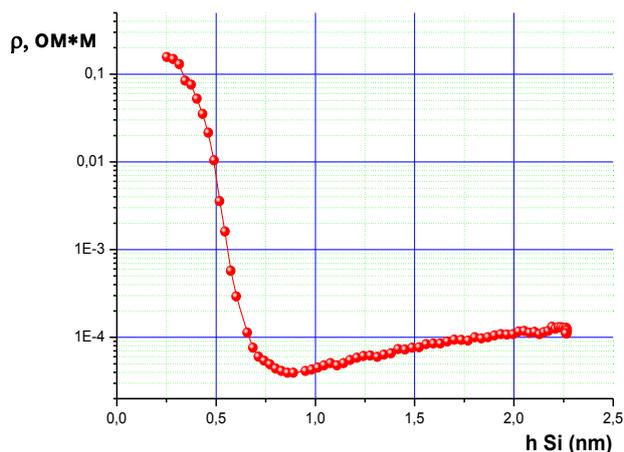


Рис. 46. Зависимости удельных сопротивлений пленок  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{Si}]\}_N$  от толщин полупроводниковых прослоек (серия 1112).

Из графиков спектральных зависимостей ЭЭК следует, что в системе  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{Si}]\}_N$  величина ЭЭК падает в лучшем случае на порядок по сравнению с послойно напыленным композитом  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]\}_N$ , а в худшем – практически до нуля. На графике видно, что наибольший магнитооптический отклик наблюдается в образцах с наибольшей толщиной композита и наименьшей толщиной полупроводникового кремния. И максимум магнитооптического отклика совпадает с началом электрической перколяции пленок по толщине кремния в области 0,5 нм (см. рис. 46 – данные предоставлены ВГТУ). Что касается полевых зависимостей,

то их удалось измерить только для пары образцов и в обоих случаях они имели парамагнитный вид.

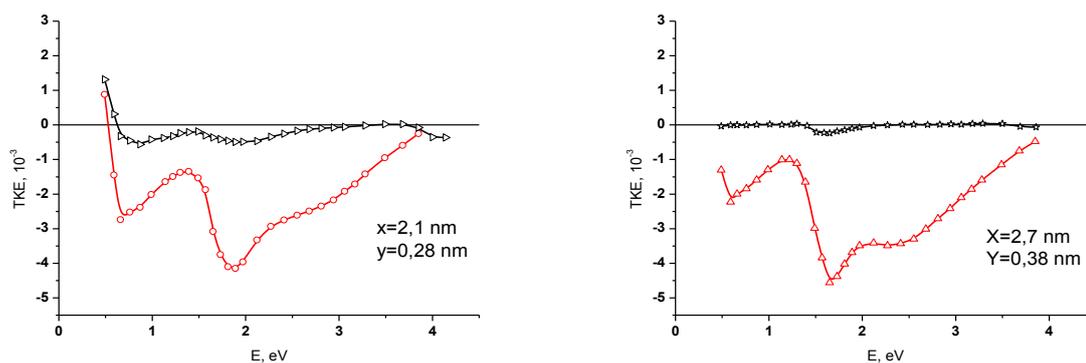


Рис. 47. Сравнение спектральных зависимостей ЭЭК для пленок  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$  (красная кривая) и  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{Si}]\}_N$  (черная кривая) с одинаковыми толщинами композитных слоев.

Такое резкое падение ЭЭК в пленках с кремниевыми прослойками по сравнению с ЭЭК в композитах без прослоек (см. рис. 47) может говорить о том, что на интерфейсах полупроводниковых и композитных слоев образовалось большое количество немагнитных силицидов. Кремний, как химически более активный элемент чем углерод, образовал немагнитные химические соединения, тем самым очень сильно понизил концентрацию ферромагнитной фазы в пленках, что и привело к сильному ослаблению магнитооптического отклика. Также уменьшение магнитооптического отклика может быть связано с взаимной компенсацией ЭЭК основного композита в слое и композита с кремнием, образовавшимся на интерфейсе ФМ гранула-полупроводник, которые как и в мультислойных структурах  $\text{CoFeZr}/\text{Si}$  могут иметь разный знак. Предположение о взаимной компенсации подтверждают спектральные кривые образцов с самыми толстыми кремниевыми прослойками, которые имеют положительные спектры ЭЭК. По мере дальнейшего роста толщин кремниевых прослоек происходило замыкание кремниевых слоев в сплошные прослойки, что и приводило к падению сопротивления.

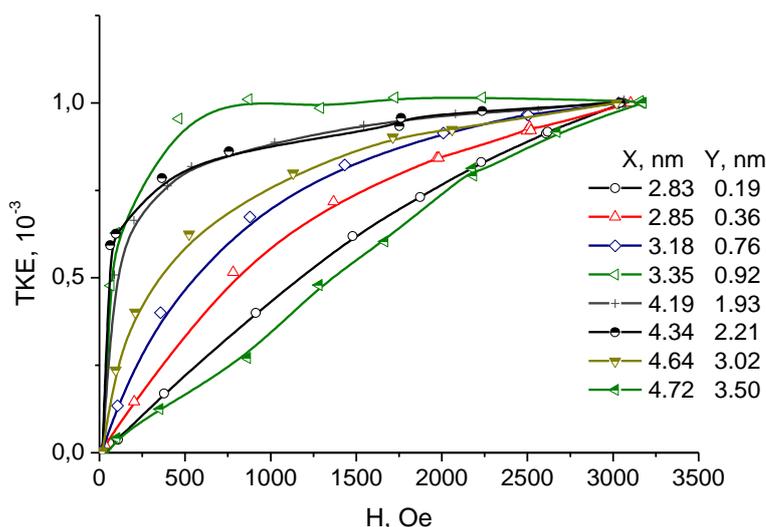


Рис. 48. Полевые зависимости ЭЭК многослойных пленок  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{38,5}(\text{SiO}_2)_{61,5}]/[\text{Si}]\}_N$  с композитом взятым вблизи порога перколяции, нормированные на эффект в максимальном поле

На рис. 48 представлены нормированные полевые зависимости ЭЭК композитов  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{38,5}(\text{SiO}_2)_{61,5}]/[\text{Si}]\}_N$ , которые были измерены в нашей лаборатории ранее, но нигде не публиковались. А на рис. 49 представлены спектральные зависимости ЭЭК для этих же многослоев. По графикам полевых зависимостей видно, что для композитов с бо-

лее высокой концентрацией ферромагнитной фазы происходит смягчение полевых зависимостей при изменении толщин напыляемых слоев, что свидетельствует о появлении магнитного упорядочения. Что касается графика спектральных зависимостей, то по нему видно, что в отличие от композитов с меньшей концентрацией ферромагнитной фазы, наибольший магнитооптический отклик наблюдается не в образцах с наибольшим отношением толщин композитных прослоек к полупроводниковым, а при толщинах кремниевых прослоек порядка 0.64 нм.

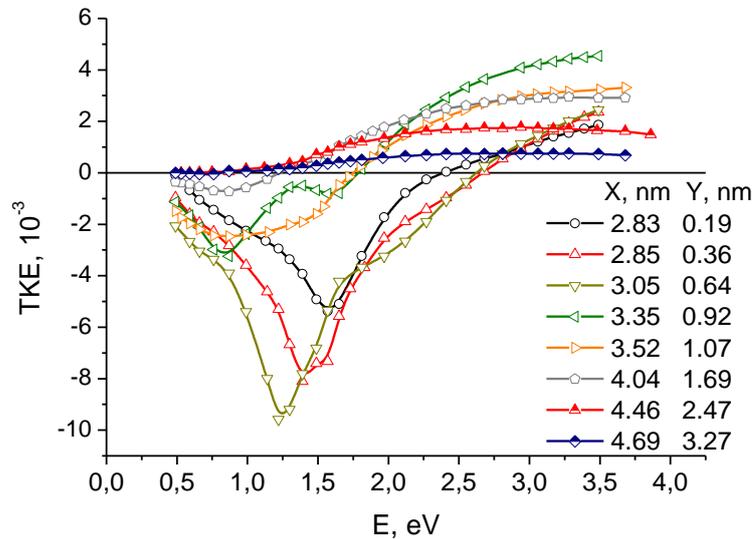


Рис. 49. Спектральные зависимости ЭЖ многослойных пленок  $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{38,5}(SiO_2)_{61,5}]/[Si]\}_N$  с композицией взятым вблизи порога перколяции.

Магнитное смягчение и одновременное увеличение магнитооптического отклика при небольших толщинах кремниевых прослоек позволяют нам говорить, что для данных концентраций ФМ фазы, скорее всего, наблюдаются процессы, описанные в статьях [31,32]. Мы также можем сделать вывод, что эти механизмы не работают в композитах с более далекими от порога перколяции концентрациями, потому что с уменьшением количества ФМ фазы в композитном слое гранулы становятся меньше, расстояние между ними больше, и, следовательно, вероятность объединения их в ФМ кластеры тоже меньше, а это в свою очередь приводит к отсутствию смягчения в полевых зависимостях и отсутствию усиления магнитооптического отклика.

Рассмотрев несколько групп многослойных пленок композит-полупроводник, приходим к выводу, что даже при помещении ферромагнитных гранул в диэлектрические матрицы влияние интерфейсов на свойства пленок все еще остается сильным. Поэтому чтобы попытаться лучше понять влияние интерфейсов на магнитные, магнитооптические и электрические свойства многослойных композитов с полупроводниковыми прослойками, были исследованы две группы модельных пленок C/Co/Si/Co/C с хорошими интерфейсными границами. В этих образцах толщины кобальтовых и углеродных слоев не менялись, а толщины кремниевых слоев изменялись от 0.25 до 10 нм. Фиксированная толщина кобальтовых прослоек равнялась 5 нм.

На рисунке 50 представлены спектральные зависимости ЭЖ для серии образцов с толщинами кремниевых прослоек от 0.25 до 10 нм. Также на графике для сравнения приведены зависимости ЭЖ для образцов C/Co/C и C/Si/Co/C. На начальных этапах, когда толщина кремниевой прослойки была меньше 2 нм, кривые трехслоек C/Co/Si/Co/C практически повторяли кривую для чистого кобальта C/Co(10 нм)/C в углеродном покрытии, которое должно было защитить кобальт от коррозии. Хотя в области энергий меньше 1.5 эВ наблюдался сдвиг кривых друг относительно друга. По мере дальнейшего роста тол-

щины кремниевых прослоек наблюдаются изменения спектров ЭЭК, при которых в области энергий от 2 до 3.5 эВ происходит ослабление магнитооптического отклика, связанное с уменьшением вклада кобальта в результирующие спектры и увеличением влияния кремния. Интересно, что в то же самое время в области от 1 до 2 эВ происходит образование и рост пика, который достигает своего максимума при наибольшей толщине кремния. Стоит отметить, что кремний не является магнитным веществом, однако, при увеличении толщины кремниевой прослойки все равно наблюдается увеличение магнитооптического отклика.

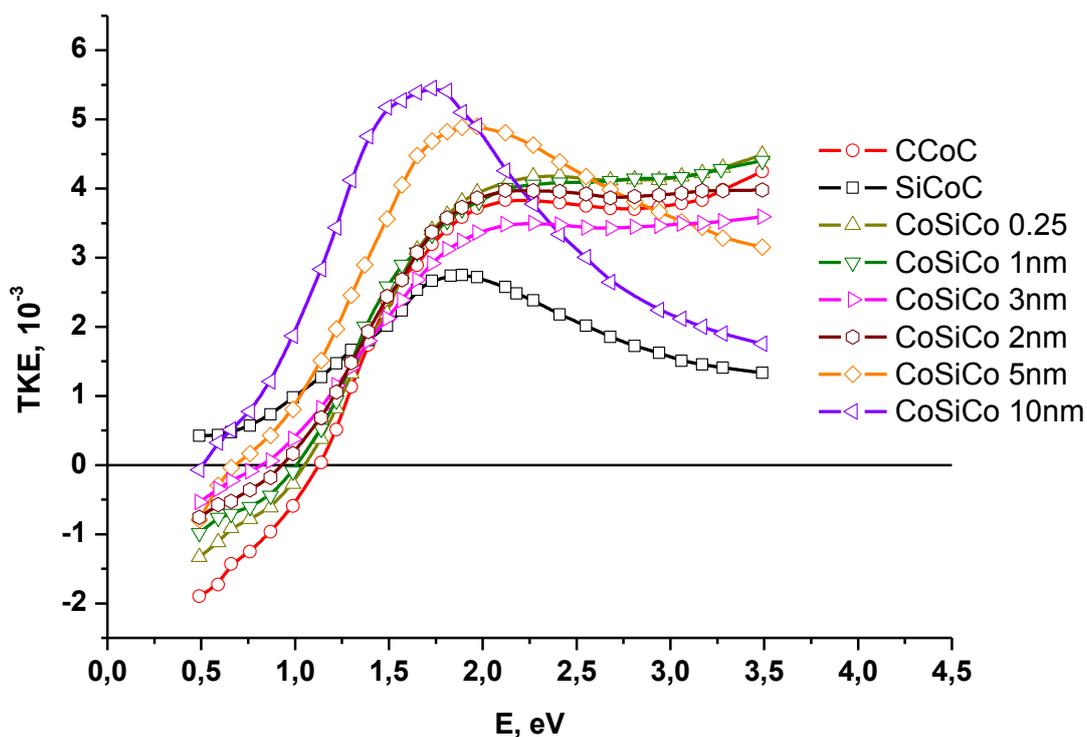


Рис. 50. Спектральные зависимости ЭЭК пленок Co/Si/Co с толщинами кремния от 0.25 до 10 нм.

Аналогичное поведение было найдено в статье [34], в которой авторы исследовали многослойные пленки  $\{Co_{0,45}Fe_{0,45}Zr_{0,1}(x)-aSi(y)\}_n$ . В области от 1.2 до 2 эВ для толстых образцов с толщинами кремниевых прослоек порядка 10 нм – как и в нашем случае, наблюдалось усиление магнитооптического отклика. Данный эффект авторы [34] наблюдали для концентраций ферромагнитной фазы от 42 до 58%, а в образцах C/Co/Si/Co/C он наблюдается при 50%. Авторами [34] была рассчитана энергия поверхностных плазмонов, максимум которой оказался приблизительно равен 1.6 эВ. Возможно, что в нашем случае максимум спектров в интервале 1.2-2 эВ при больших толщинах кремния также вызван поверхностными плазмонными колебаниями.

По-видимому, влияние интерфейса сохраняется до толщин кремниевых прослоек порядка 2 нм, а дальше толщина пленок становится такова, что его влияние перестает быть значимым. Поэтому была исследована вторая серия трехслойных пленок, которая имела толщины от 0.4 до 3.2 нм. Спектральные зависимости ЭЭК для этих пленок представлены на рисунке 51.

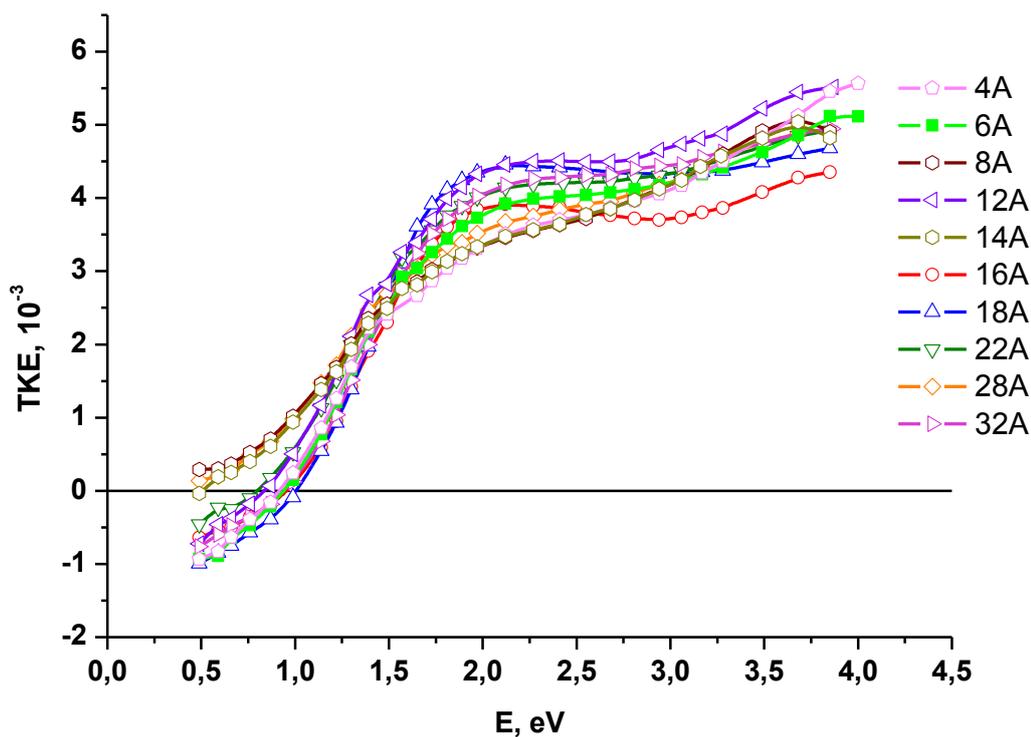


Рис. 51. Спектральные зависимости ЭЭК пленок Co/Si/Co с толщинами кремния от 0.4 до 3.2 нм.

Спектры пленок идентичны, но в области низких энергий наблюдается смена знака эффекта в зависимости от толщины кремниевой прослойки, более детально это иллюстрирует рисунок 52а). В области энергий от 1.5 до 4 эВ также наблюдаются осцилляции величины ЭЭК в зависимости от толщины кремниевой прослойки (см. рис. 52 б).

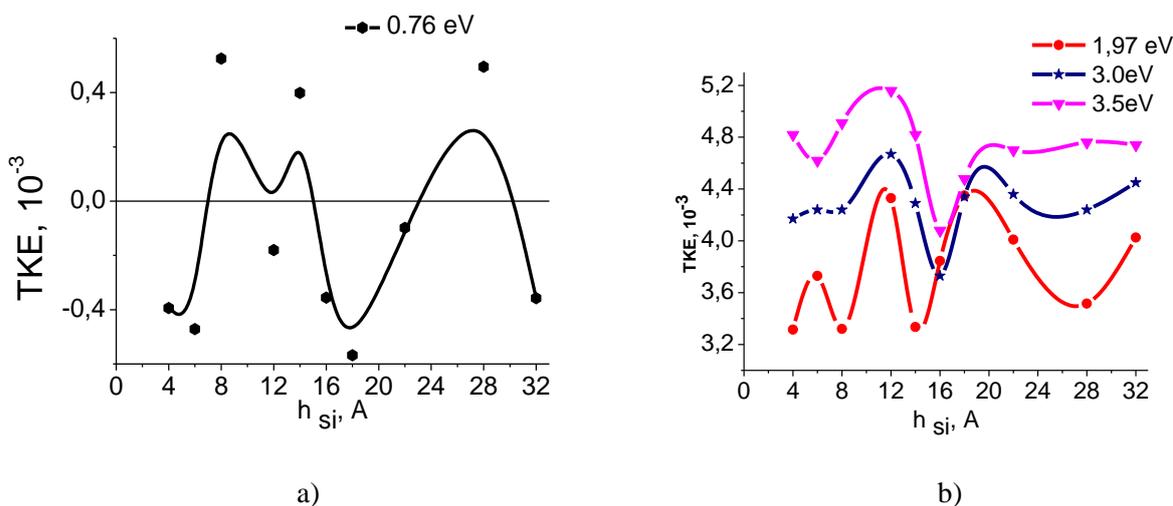


Рис. 52. Толщинные зависимости ЭЭК пленок Co/Si/Co с толщинами кремния от 0.4 до 3.2 нм при фиксированных энергиях падающего света 0.76 эВ (рис. а) и 1.97, 3.0 и 3.5 эВ (рис. б).

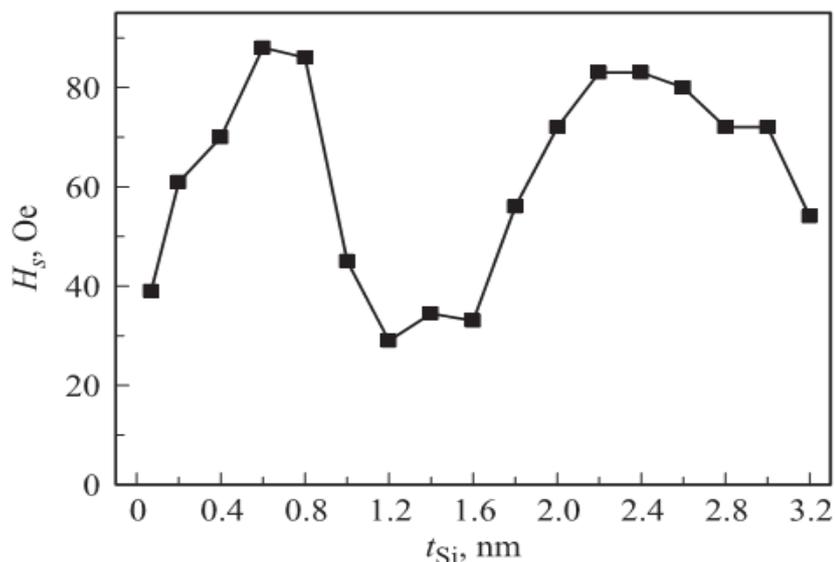


Рис. 53. Зависимость величины поля насыщения пленок Co/Si/Co от толщины кремниевых прослоек в интервале от 0.4 до 3.2 нм [33].

Похожие осцилляции поля насыщения были найдены авторами статьи [33], которые занимались детальным изучением магнитных свойств этой серии пленок (см. рис. 53). Авторы статьи объясняли такое поведение поля насыщения следующим: на начальных этапах, при очень тонких прослойках кремния, кобальтовые слои разделены тонким или не замкнутым слоем силицидов и перемангничиваются, как однослойная пленка, по мере дальнейшего увеличения толщины кремниевой прослойки, формирование силицидов заканчивается и начинается образование кремниевой прослойки, что на начальном этапе может быть причиной увеличения поля насыщения. Кроме того, магнитостатическое взаимодействие ферромагнитных слоев понижает эффективное значение внешнего поля. При дальнейшем росте кремниевой прослойки где-то до 1.6 нм происходит уменьшение взаимодействия между слоями кобальта и уменьшения поля насыщения.

На интервале толщин кремния от 1.6 до 3.2 нм образцы имеют двухступенчатые петли гистерезиса, что свидетельствует об антипараллельной намагниченности слоев кобальта и антиферромагнитной обменной связи между ферромагнитными слоями через кремниевую прослойку.

На нашем графике толщинной зависимости ЭЭК “левая” осцилляция содержит в себе еще одну более маленькую осцилляцию. Данная осцилляция может свидетельствовать об изменении состава интерфейсного слоя, который может состоять из 5 разных видов соединений кремния и кобальта. Эти разные силициды и твердые растворы формируются в зависимости от толщины кремниевой прослойки и порядка напыления слоев [18] и должны приводить не только к изменению магнитных свойств, но и к изменению спектральных зависимостей ЭЭК, т.е. свидетельствуют об изменениях в электронной структуре всего образца. Наличие осцилляционной зависимости ЭЭК для разных длин волн в интервале толщин Si от 1.4 до 3.2 нм, т.е. в области антиферромагнитного упорядочения слоев, также свидетельствует об изменениях в электронной структуре.

Кроме того были получены спектральные зависимости ЭЭК двух пленок, которые отличались порядком напыления, но имели одинаковые толщины слоев (см. рис. 54).

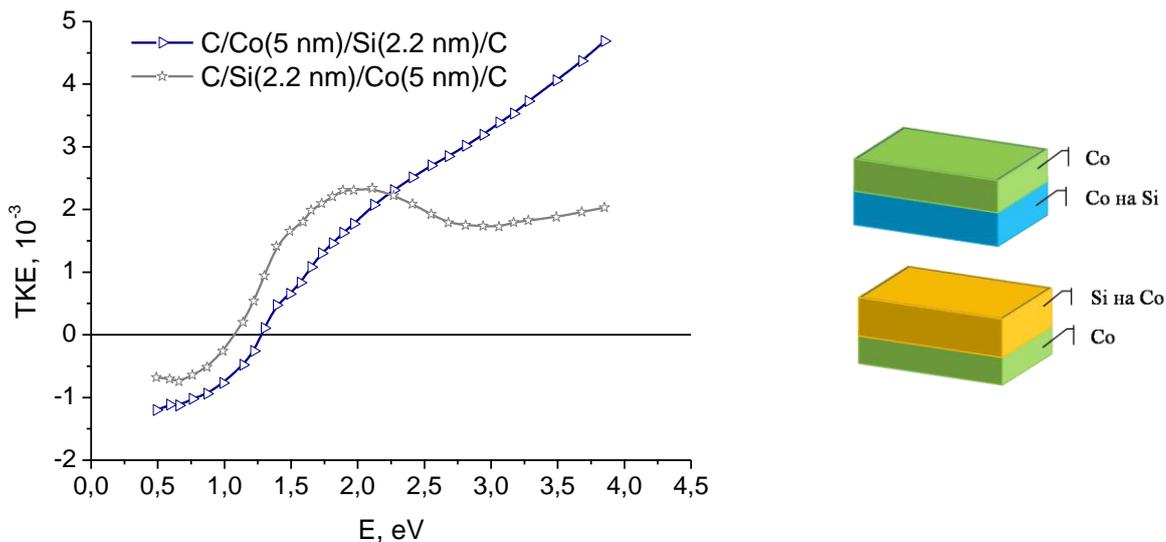


Рис. 54. Спектральные зависимости ЭЭК для пленок Co/Si/Co с одинаковыми толщинами слоев, но разным порядком напыления.

Из графиков видно, что зависимости ЭЭК двух этих образцов различаются. Благодаря тому, что толщина кремниевых прослоек здесь достаточно маленькая, данные образцы, по сути, представляют собой пленки интерфейс кремний на кобальте+кобальт и кобальт +интерфейс кобальт на кремнии. И результирующий спектр ЭЭК является суперпозицией спектров от соответствующего интерфейса и кобальта. Различием магнитооптического отклика этих пленок иллюстрируется различие составов образующихся интерфейсов. Можно заметить, что спектральные кривые ЭЭК для пленок с двумя слоями кобальта и одним слоем кремния с рисунков 50 и 51, в которых присутствуют интерфейсы кобальт на кремнии и кремний на кобальте, являются суперпозицией спектров ЭЭК каждого интерфейса по отдельности и кобальта. Т.о. нам удалось установить влияние обоих видов интерфейсов на конечные спектральные зависимости ЭЭК.

#### 4. Основные результаты и выводы

Проведено исследование магнитооптических свойств послойно напыленных композитов  $[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66}]_N$ , мультислойных пленок  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{C}]\}_N$  и  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{Si}]\}_N$  с различными толщинами композитных и полупроводниковых слоев.

Установлено, что магнитооптические характеристики послойно напыленных композитов  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_Z(\text{SiO}_2)_{100-Z}$  отличаются от bulk-композита того же состава. Объяснение результатов проведено в предположении, что послойно напыленные композиты представляют собой периодические слоистые структуры, характеристики которых зависят от условий получения образцов.

Для композитных многослойных пленок  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{C}]\}_N$  и  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{Si}]\}_N$  обнаружено ослабление магнитооптического отклика связанное с образованием на границах композитных и полупроводниковых слоев немагнитных интерфейсов. Установлено, что для многослойных пленок с кремнием МО отклик уменьшался сильнее за счет большей химической активности кремния.

Проведено исследование магнитооптических свойств пятислойных образцов C/Co/Si/Co/C. Найдены осцилляции магнитооптического отклика образцов для разных энергий падающего излучения в зависимости от толщины кремниевых прослоек, которые говорят о том, что по мере роста кремниевых прослоек происходит изменение электронной структуры образцов.

Для трехслойных пленок C/Co/Si/C и C/Si/Co/C обнаружено влияние очередности напыления слоев на результирующие спектры ЭЭК, свидетельствующее о различии составов интерфейсов кобальт на кремнии и кремний на кобальте.

## Список литературы

1. А.В. Ведяев, Использование поляризованного по спину тока в спинтронике. УФН. 2002, т. 172, №12, с. 1458 – 1461.
2. Г. С. Кринчик Физика магнитных явлений. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1985 — 336 с.
3. G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange, Phys. Rev. B 39, 4828–4830 (1989).
4. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices, Phys. Rev. Lett. 61, 2472–2475 (1988).
5. Н. Ашкрофт, Н. Мермин, Физика твердого тела. М.: Мир, 1975.
6. M. Julliere, "Tunneling between ferromagnetic films". Phys. Lett. 54A (1975): 225–226.
7. T. Miyazaki and N. Tezuka (1995). "Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe junction". J. Magn. Magn. Mater. 139: L231–L234.
8. J. S. Moodera et al. (1995). "Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions". Phys. Rev. Lett. 74 (16): 3273–3276.
9. S Yuasa, T Nagahama, A Fukushima, Y Suzuki, and K Ando (2004). "Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions". Nat. Mat. 3 (12): 868–871.
10. S. S. P. Parkin et al. (2004). "Giant tunneling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers". Nat. Mat. 3 (12): 862–867.
11. S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y.M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura and H. Ohno (2008). "Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature". Appl. Phys. Lett. 93 (8): 082508.
12. J.C. Slonczewski, Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by tunneling barrier. Phys. Rev. B, 39, p. 6995-7002 (1989).
13. D.E. Burgler, M. Buchmeier, S. Cramm, S. Eisebitt, R.R. Gareev, P. Grunberg, C.L. Jia<sup>1</sup>, L.L. Pohlmann, R. Schreiber, M. Siegel, Y.L. Qin and A. Zimina // J. Phys.: Condens. Matter.-2003.-15.-P.443-450.

14. В.О. Васьковский, Г.С. Патрин, Д.А. Великанов, А.В. Свалов, П.А. Савин, А.А. Ювченко, Н.Н. Щеголева, Магнетизм слоев Co в составе многослойных пленок Co/Si. ФТТ, т. 49, вып. 2 (2007).
15. S.M. Valvidares, C. Quiros, A. Mirone, J.-M. Tonnerre, S. Stanescu, P. Bencok, Y. Souche, L. Zarate, J.I. Martin, M. Velez, Resolving antiferromagnetic states in magnetically coupled amorphous Co-Si multilayers by soft x-ray resonant magnetic scattering. Phys. Rev. Lett. B, 78, 6, 064406 (2008).
16. И.И. Пронин, М.В. Гомоюнова, С.М. Соловьев, О.Ю. Вилков, Д.В. Вялых, Начальные стадии роста и магнитные свойства пленок кобальта на поверхности Si(100)2x1. ФТТ, т. 53, вып. 3 (2011).
17. И.В. Белоусов, Г.В. Кузнецов, О.П. Пчеляков, Направленная латеральная кристаллизация силицидной фазы кобальта на поверхности кремния. ФТП, т. 40, вып. 8 (2006).
18. М.В. Гомоюнова, Г.С. Гребенюк, И.И. Пронин, С.М. Соловьев, О.Ю. Вилков, Д.В. Вялых, Формирование и магнитные свойства интерфейса кремний–кобальт. ФТТ, т. 55, вып. 2 (2013).
19. S. Mitani, S. Takahashi, K. Takahashi, K. Yakushiji, S. Maekawa, H. Fujimori, Enhanced magnetoresistance in insulating granular systems: evidence for higher-order tunneling. Phys. Rev. Lett., 81, 2799 (1998).
20. А.Ya. Vovk, IQ Wang, W. Zhou, I He, A.M. Pogoriliy, O.V. Shypil, A.F. Kravets, H.R. Khan, Room Temperature Tunneling Magnetoresistance of Electron Beam Deposited (Co<sub>50</sub>Fe<sub>50</sub>)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) Cermet Granular Films. J. Appl. Phys., 91, 10017 (2002).
21. R.H. Kodama, Magnetic nanoparticles. J. Magn. Mater. Special Issue - V.200 Magnetism Beyond 2000, 359 (1999).
22. Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников. Электрическая проводимость в нанокompозитах аморфных металлических сплавов в диэлектрической матрице. НМММ, Сборник трудов XIX международной школы семинара. С 354—365 (2004).
23. А.В. Щекочихин, Э.П. Домашевская, С.И. Карпов, Влияние элементного состава на основе CoFeB–SiO<sub>2</sub> немагнитные и магниторезистивные свойства. Конд. среды и межфазовые границы, т. 8, №1.
24. V.E. Buravtsova, E.A. Ganshina, S.A. Kirov, Y.E. Kalinin, A.V. Sitnikov, Magneto-optical Properties of Layer-by-Layer Deposited Ferromagnet—Dielectric Nanocomposites, SciRes, Materials Sciences and Applications (2013).

25. Ю.Е. Калинин, Т.А. Пономаренко, А.В. Ситников, О.В. Стогней, Гранулированные нанокompозиты металл-диэлектрик с аморфной структурой. Физика и химия обработки материалов, №5 (2001).
26. О.В. Стогней, А.В. Ситников, Анизотропия аморфных наногранулированных композитов  $\text{CoNbTa-SiO}_n$  и  $\text{CoFeB-SiO}_n$ , ФТТ, т. 52, вып. 12 (2010).
27. Victoria E. Buravtsova, Vladimir S. Guschin, Yuri E. Kalinin, Sergey A. Kirov, Eugenia V. Lebedeva, Songsak Phonghirun, Alexander V. Sitnikov, Nikolay E. Syr'ev and Igor` T. Trofimenko. Magneto-optical properties and FMR in granular nanocomposites  $(\text{Co}_{84}\text{Nb}_{14}\text{Ta}_2)_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ . CEJPV2, №4, 2004, pp. 566-578.
28. Е.А. Ганьшина, М.В. Вашук, А.Н. Виноградов, А.Б. Грановский, В.С. Гушин, П.Н. Щербак, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, Ч.О. Ким, Ч.Г. Ким, Эволюция оптических и магнитооптических свойств в нанокompозитах аморфный металл-диэлектрик. ЖЭТФ, т. 125, вып. 5 (2004).
29. Калинин Ю.Е., Королев К.Г., Ситников А.В., Электрические и магнитные свойства мультислойных структур нанокompозит-гидрогенизированный аморфный кремний, Вестн.ВГТУ. 2006. Т. 2. № 11. С. 24.
30. Е.А. Ганьшина, Н.С. Перов, С. Пхонгхирун, В.Е. Мигунов, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, Усиление магнитооптического отклика в многослойной системе нанокompозит-гидрогенизированный аморфный кремний, Фазовые переходы, упорядоченные состояния и новые материалы (2008).
31. О.В. Дунец, Ю.Е. Калинин, М.А. Каширин, А.В. Ситников, Электрические и магнитные свойства мультислойных структур на основе композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}$ , ЖТФ, т. 83, вып. 9 (2013).
32. В. Е. Буравцова, Е. А. Ганьшина, А. А. Дмитриев, О. С. Иванова, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников, Магнитооптические свойства аморфных многослойных пленок, Известия РАН. Серия физическая, т. 73, №9 (2009).
33. Е.Е. Шалыгина, А.М. Харламова, А.А. Рожновская, Г.В. Курляндская, А.В. Свалов. Особенности магнитных свойств  $\text{Co|Si|Co}$  тонкопленочных систем. Письма в ЖТФ, т. 39, вып. 24 (2013).
34. М.В. Вашук, Оптическая и магнитооптическая спектроскопия магнитных нанокompозитных материалов. Канд. дисс. библиотека физического факультета МГУ (2008).