

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ИМ.Л.В. КИРЕНСКОГО
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ РАН

На правах рукописи



КОБЯКОВ АЛЕКСАНДР ВАСИЛЬЕВИЧ

**СИНТЕЗ И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТРЕХСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК В
СИСТЕМЕ Co-Ge**

Специальность 01.04.11 – физика магнитных явлений

**Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Научный руководитель:
доктор физ. – мат. наук,
профессор Патрин Г.С.

Красноярск – 2016

Содержание

ВВЕДЕНИЕ.	4
Глава 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	11
1.1 Прослойка из однокомпонентного полупроводника	11
1.2 Прослойка из двухкомпонентных полупроводников	25
1.3 Системы с редкоземельными слоями	28
1.4 Применение систем <i>переходный металл/полупроводник</i>	41
1,5 Заключение	45
 ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ	 46
 Глава 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ	 47
2.1 Синтез пленок Co-Ge Ионно-плазменное распыление	47
2.2 Структурные методы исследования	50
2.2.1 Рентгеноструктурный метод	50
2.2.2 Электронно-микроскопические исследования	51
2.2.3 Атомно-силовая микроскопия	53
2.3 Магнитные измерения	55
2.3.1 СКВИД – магнетометр	55
2.3.2 ЯМР	56
2.4 Магниторезонансные измерения. ЭПР	58
 Глава 3. ТЕХНОЛОГИЯ СИНТЕЗА ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК Co/Ge/Co.	 59
3.1 Система заслонок	59
3.2 Приготовление подложки	60
3.3 Процесс напыления	62
3.4 Подбор технологических параметров эксперимента	62
 Глава 4. СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ	 66
4.1 Электронная микроскопия	66

4.2 Выявление фаз германидов кобальта	69
4.3 Атомная силовая микроскопия	75
4.4 ЯМР данные	76
4.5 Магнитные свойства	79
4.6 Модельное описание магнитного поведения системы	82
Глава 5. МАГНИТОРЕЗОНАНСНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ	89
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	103
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	105

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее интересным и динамично развивающимся направлением науки в последнее десятилетие является, так называемая, нанонаука и тесно связанные с ней направления прикладной деятельности, получившие общее название нанотехнологии. Данные названия точно отображают наиболее характерный признак, связывающий достаточно разнородные области исследовательской деятельности, образующие это направление: это масштаб, в котором производится формирование материалов с новыми, недостижимыми ранее свойствами, и в котором в недавнее время появилась возможность эти свойства и материалы изучать.

Несмотря на очевидный прогресс, сделанный за приблизительно 20 лет своего существования, нанонаука продолжает стремительно развиваться. Хотя значительные успехи достигнуты в областях, связанных с химией и биологией, наиболее подверженной влиянию подобного развития нанотехнологий является, безусловно, физика. Развитие физического оборудования позволило изучать материалы на нанометровой шкале и контролировать их свойства, а знание физических принципов оказалось необходимым для объяснения этих свойств и предсказания новых. В настоящее время нанонаука развивается как междисциплинарная отрасль знаний, включая в себя физику, химию, медицину и биологию.

Физика тонких пленок оказалась неразрывно связанной с развитием нанонауки. Ввиду того, что пленочные технологии предоставляют большие возможности по получению как сверхтонких, нанометровой толщины, пленок, так и комбинированных пленочных гетероструктур с размерами структурных блоков или неоднородностей нанометрового масштаба. Интерес к получению наноструктурированных объектов стимулировал небывалое развитие физики тонких пленок, как в технологическом и экспериментальном плане, так и в плане фундаментального понимания явлений, наблюдаемых в пленочных наноструктурах.

Значительный прогресс достигнут и в области магнетизма наноразмерных структур, где изменения в фазовом составе и структуре материала приводят к появлению новых свойств и эффектов. Наибольший интерес к подобным материалам связан с открытием эффекта гигантского магнетосопротивления. Данный эффект является, пожалуй, наиболее ярким примером необычных свойств наноструктурированных материалов. Он наблюдается в металлических пространственно-модулированных системах, таких как мультислойные пленочные структуры и гранулированные пленки, представляющие собой соответственно слои или гранулы ферромагнетика, разделенного слоями или матрицей немагнитного металла.

Основные особенности магнитного поведения многослойных систем определяются плотностью электронных состояний в окрестности уровня Ферми и характером сопряжения электронных зон на границах раздела между слоями. Для металлических систем оба эти момента слабо зависят от внешних условий. Однако, когда в качестве немагнитной прослойки используется полупроводниковый материал, ситуация меняется.

Актуальность темы. Пленки в системе ферромагнитный металл – полупроводник представляют в последние годы заметный интерес. В таких структурах появляется возможность управления ее магнитными и резистивными свойствами путем подбора полупроводникового материала, способов упаковки и толщины магнитных и немагнитных слоев.

Как известно, обменная связь между магнитными слоями зависит от вероятности переноса поляризованных электронов через немагнитную прослойку и от величины их взаимодействия с ферромагнитными слоями. Таким образом, ясно, что концентрация электронов проводимости в немагнитном слое и степень их поляризации будут здесь определяющими факторами. В случае полупроводника концентрация носителей тока зависит от многих параметров, например, температуры, оптического излучения, легирующих примесей и т.п. Это в свою очередь означает, что и характер

межслоевого обменного взаимодействия будет зависеть от внешних воздействий.

Все это дает веские основания ожидать богатого разнообразия сценариев магнитного поведения в многослойных магнитных пленках системы «переходной металл-полупроводник» и появления эффектов перспективных для применения в устройствах спинтроники. К настоящему времени в пленках с полупроводниковой прослойкой обнаружены: температурно-зависимый межслоевой обмен (вид этих зависимостей зависит от способа напыления), необычное поведение межслоевого взаимодействия в зависимости от толщины немагнитной и магнитной прослоек, поведение, подобное спин-стекольному, гигантское магнетосопротивление.

Для пленок системы ферромагнитный металл – полупроводник существует сильная зависимость свойств от особенностей технологии получения. Например [1-4], при получении многослойных пленок $(\text{Fe}/\text{Si})_n$ в зависимости от температуры подложки может реализоваться либо ферро-, либо антиферромагнитное межслоевое взаимодействие. Поэтому проблема отработки технологии получения качественных пленок с заданными свойствами и исследование физических свойств во взаимосвязи с технологическими условиями представляется актуальной задачей.

В данной работе в качестве объектов исследования выбраны трехслойные магнитные пленки $\text{Co}/\text{Ge}/\text{Co}$ с немагнитной полупроводниковой прослойкой из германия, а кобальт выбран в силу высокой степени поляризации электронов проводимости.

Целью работы является отработка технологии получения магнитных пленок $\text{Co}/\text{Ge}/\text{Co}$ и исследование особенностей магнитной структуры в зависимости от технологических условий. Экспериментальное исследование структурных, магнитных и резонансных свойств полученных пленок и изучение механизмов, ответственных за формирование магнитных свойств и межслоевых взаимодействий.

Для достижения этой цели, решаются следующие **задачи**:

- синтез трехслойных магнитных пленок Co/Ge/Co с различной толщиной немагнитного слоя германия, при разных скоростях осаждения слоев и температурах подложки;
- проведение паспортизации полученных образцов методами рентгеноспектрального флуоресцентного анализа и электронной микроскопии. Установление взаимосвязи шероховатости пленок и скорости их напыления методом атомно-силовой спектроскопии. Исследование соотношения магнитных фаз в зависимости от толщины полупроводниковой прослойки по 2^x импульсной методике спин-эхо ЯМР;
- изучение условий формирования фаз германидов кобальта в пленочном состоянии в зависимости от условий отжига;
- исследование магнитолевых и температурных зависимостей магнитостатических и магнитрезонансных характеристик с целью изучения межслоевых взаимодействий.

Научная новизна работы заключается в следующем:

- методом магнетронного напыления отработана технология получения наноразмерных многослойных магнитных пленок в системе Co-Ge с контролируемым соотношением кубической (fcc) и гексагональной (hcp) фаз кобальта;
- обнаружено необычное терромагнитное поведение намагниченности, когда в малых магнитных полях при определенной температуре T_{TM} резко возрастает намагниченность. На основе модифицированной модели Стонера-Вольфорта, когда гранулы гексагонального кобальта растворены в матрице кубического кобальта и связаны с ней обменом, рассчитаны особенности температурного поведения намагниченности;
- методом электронного магнитного резонанса (ЭМР) определены параметры межслоевых взаимодействий в зависимости от температуры и толщины немагнитной полупроводниковой прослойки. Установлено, что параметры имеют антиферромагнитный знак взаимодействия для всех пленок;

Теоретическая значимость работы определяется тем, что для описания гранулярных двухфазных в магнитном отношении систем расширена и применена модель Стонера-Вольфорта. Модифицированная модель пригодна для ситуации, когда в изотропной матрице, описываемой в континуальном приближении, растворены сильно анизотропные гранулы другого материала. Также получено экспериментальное обоснование модели, когда реализуется необычная ситуация, а именно, в многослойной структуре в зависимости от толщины немагнитной прослойки межслоевой обмен не носит знакопеременный характер и имеет исключительно антиферромагнитный знак.

Научная и практическая ценность. Научная ценность диссертации заключается в создании новых пленочных материалов в системе *ферромагнитный металл-полупроводник*, с возможностью управления магнитным фазовым составом. Также обнаружены новые эффекты в поведении намагниченности и спиновой динамики. Практическая значимость работы следует из того, что полученные научные результаты могут иметь прикладную направленность и быть пригодными при разработке спинтронных устройств.

Достоверность результатов обеспечивается применением современных методов исследований и высокоточного экспериментального оборудования. Использование разных методов паспортизации структур дает надежные данные об исследуемых образцах.

Кроме того, достоверность результатов подтверждается тем, что экспериментальные данные, полученные разными методами, совпадают. Также наблюдается удовлетворительное согласие эксперимента с теоретическими расчетами.

Положения, выносимые на защиту:

1. Разработка технологии получения тонких магнитных пленок Co/Ge/Co.

2. Результаты исследования структуры и состава тонких магнитных пленок Co/Ge/Co методами атомно-силовой микроскопии, рентгеновской, электронно-микроскопической и ЯМР-спектроскопии.
3. Результаты исследований магнитных статических свойств и данных электронного магнитного резонанса магнитных пленок Co/Ge/Co.
4. Результаты теоретического моделирования температурных и полевых зависимостей намагниченности пленок Co/Ge/Co.

Апробация работы. Основные результаты работы были представлены на следующих конференциях и симпозиумах:

- Международном симпозиуме «Упорядочение в минералах и сплавах» (ОМА) (Ростов-на-Дону-пос. Лоо, 2007, 2009, 2014).
- Moscow International Symposium on Magnetism (MISM) (Russia, Moscow, 2008, 2011, 2014);
- Международной конференции “Trends in Nanomechanics and nanoengineering”. (Russia, Krasnoyarsk, 2009);
- International Symposium «Spin Waves» (Russia, Saint Petersburg, 2009);
- Euro-Asian Symposium «Trends in magnetism». (EASTMAG). (Russia, Ekaterinburg, 2010; Vladivostok, 2013);
- Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ) (Москва, 2009);

Личный вклад автора диссертации состоит в том, что он принимал участие в постановке задачи. Он лично отработывал технологию получения и синтезировал тонкие магнитные пленки Co/Ge/Co. Проводил измерения и обрабатывал результаты, полученные на СКВИД - магнитометре и атомно-силовом микроскопе. Также проводил обработку спектров магнитного резонанса (ЯМР, ЭМР).

Публикации. По материалам диссертационной работы опубликовано 13 работ: 4 статьи в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК, и 9 публикаций в материалах международных и всероссийских конференций.

Работа выполнена в рамках следующих программ и проектов:

- Программа фундаментальных научных исследований государственных академий наук, проект № П.7.2.3, рег. номер 01201001339;
- Проект Президиума РАН № 24.33;
- Партнерский интеграционный проект ИФ СО РАН-СФУ № 102
- Гранты РФФИ № 11-02-00675-а, №14-02-00238-а.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации составляет ~ 112 страниц, включая 51 рисунок и 4 таблицы. Список литературы содержит 100 наименований.

Глава 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Прослойка из однокомпонентного полупроводника

Первой работой, в которой синтезированы и исследованы многослойные магнитные структуры с полупроводниковой прослойкой, стала работа [1], где ферромагнитные слои железа были разделены аморфной кремниевой прослойкой. По регистрации спиновой поляризации вторичных электронов (первичные – неполяризованные, $E \sim 1$ кЭв), были получены петли гистерезиса и установлено, что обменное взаимодействие между слоями железа осциллирует от ферро- в антиферромагнитное и обратно в ферромагнитное в зависимости от толщины кремния с периодом $t_{Si} \approx 1.6 \div 1.8$ нм (рисунок 1).

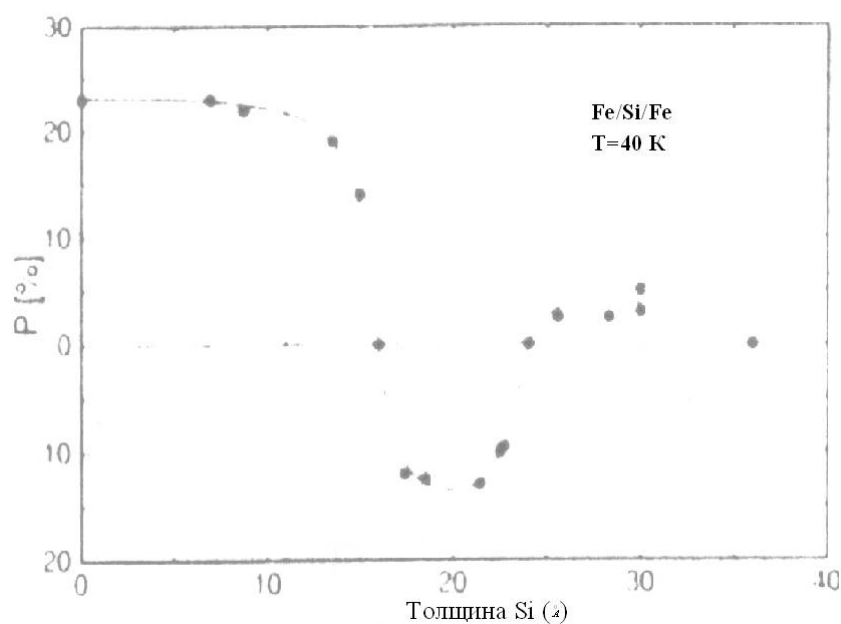


Рисунок 1. Зависимость спиновой поляризации вторичных электронов от толщины Si, в остаточном магнитном поле [1].

Позднее были проведены обширные исследования обменных взаимодействий в пленках $(Fe/Si)_n$ в зависимости от технологии их получения: магнетронное, ионно-лучевое напыление и молекулярно-лучевая эпитаксия, но с поочередным напылением из одного источника [2-4]. В результате методами рентгеновской и Мёссбауэровской спектроскопий, электронной

микроскопии высокого разрешения и магнитометрии было установлено, что в пленках с небольшими толщинами кремния ($t_{\text{Si}} < 2$ нм), сохраняется структурная когерентность, знак межслоевого обмена зависит от температуры подложки (рисунок 2) (FM – холодная, AFM – горячая), но не от её материала. Следы соединений силицидов железа (преимущественно ϵ -FeSi) обнаруживаются только при условии, что железная пленка состоит из кристаллитов довольно крупных размеров.

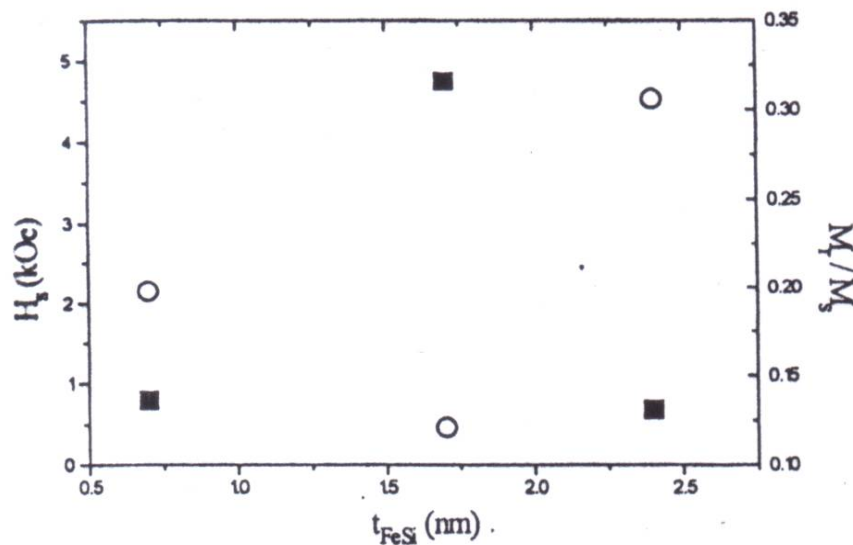


Рисунок 2. Поле насыщения H_s (черный квадрат) и M_y/M_s (белый круг) для $\{\text{Fe}(3.1\text{ нм})/\text{FeSi}(t_{\text{FeSi}})\}_{10}$ пленки при разных толщинах FeSi. [3]

Кроме того, следует отметить два удивительных результата [3]. Одним из них является то, что пленки растут на стекле со смешанными текстурами (011) и (001) вблизи комнатной температуры и с чистой текстурой (011) при более высоких и более низких температурах. Другой неожиданностью является то, что межслойное взаимодействие сильно зависит от количества двухслойных периодов в пленках с тонкими слоями Fe. Последний результат объясняется шероховатостью поверхности подложки. Объяснение поведения системы многослойной пленки Fe/Si оказалась значительно более сложной задачей, чем понимание Fe/Cr или многослойных систем Co/Cu.

Причина в том, что формирование соединения на границе Fe/Si является решающим значением для понимания межслоевой связи.

Таким образом, выяснилось, что на свойства получаемых образцов, влияет большое разнообразие факторов, связанных с технологией получения образцов. Это: метод получения образца, температура подложки, скорость осаждения материала, качество подложки, и др. Данные технологические аспекты влияют на структуру растущих пленок, а вследствие этого и на физические свойства пленки.

Недавно на примере пленок (Fe/Ge) $_n$ полученных термическим испарением в высоком вакууме [5], было показано, что с увеличением толщины прослойки изменяются многие магнитные параметры, такие как: наведенная анизотропия, эффективная намагниченность, коэрцитивная сила и параметры тонкой магнитной структуры. Были установлены причины изменения магнитных параметров. Оказалось, что с увеличением толщины прослойки Ge (рисунок 3), константа наведенной магнитной анизотропии K_u резко падает, и при $t_{Ge} > 2$ нм значение наведенной анизотропии становится более стабильным.

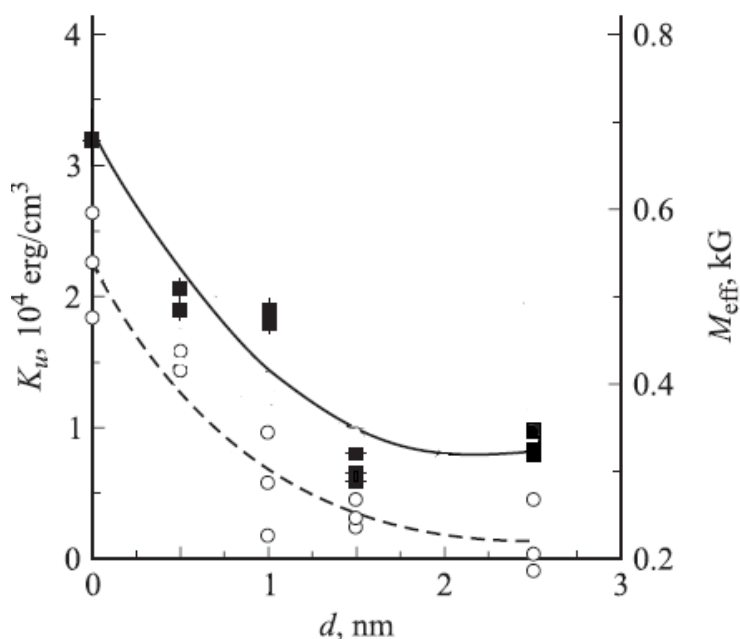


Рисунок 3. Зависимость наведенной анизотропии K_u (1) и эффективной намагниченности M_{eff} (2) от толщины прослойки [5].

Падение намагниченности в пленках $[\text{Fe}/\text{Ge}]_{10}$ обусловлено взаимодействием атомов Fe и Ge. В системе Fe–Ge образуются как слабомагнитные, так и немагнитные фазы. Так как магнитная анизотропия, наведенная внутренними напряжениями $K < 0$, в пленке наводится анизотропия, перпендикулярная поверхности пленки. Поэтому намагниченность будет иметь составляющую, нормальную к поверхности пленки. Это позволило исследовать магнитную структуру в этих пленках методом магнитной силовой микроскопии. Было выяснено, что тонкая магнитная структура зависит как от материала, так и от толщины прослойки. Например, для пленки $[\text{Fe}/\text{Ge}]_{10}$ с $t_{\text{Ge}} = 2\text{ нм}$ тонкая магнитная структура имеет дисперсию, и выделить визуально период ряби очень сложно, а в пленках с $t_{\text{Ge}} = 2.5\text{ нм}$ рябь вообще отсутствует. На рисунке 4 приведена зависимость коэрцитивной силы H_C от толщины прослойки многослойных пленок $[\text{Fe}/\text{Ge}]_{10}$.

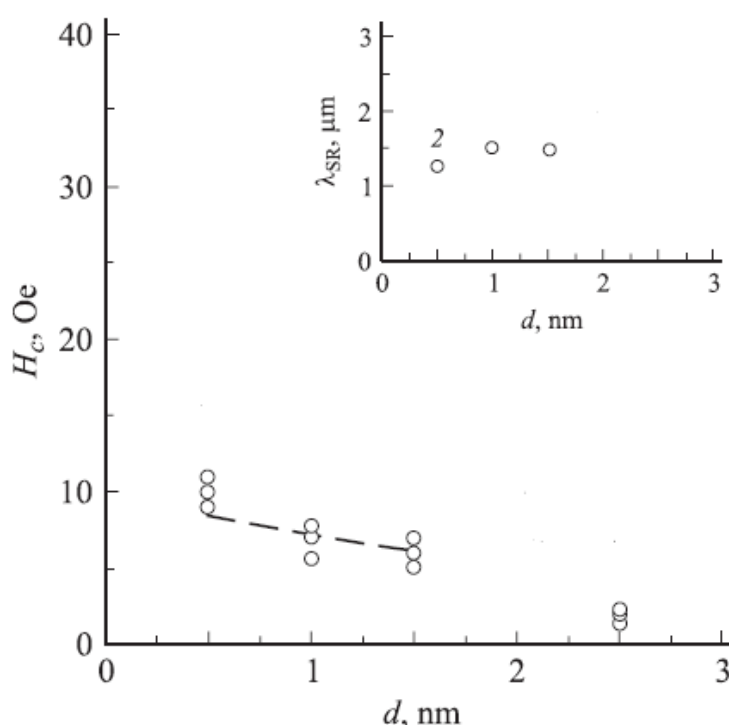


Рисунок 4. Зависимость коэрцитивной силы H_C и коротковолновой ряби λ_{SR} (на вставке) от толщины прослоек многослойных пленок. Точки - экспериментальные значения для пленок $[\text{Fe}/\text{Ge}]_{10}$, штриховые линии - теоретически оцененные значения H_C [5].

В пленках H_C уменьшается с увеличением толщины прослойки. Выяснено, что существует несколько причин, приводящих к изменению величины коэрцитивной силы: уменьшение намагниченности многослойных пленок из-за перемешивания; изменение радиуса ферромагнитной корреляции, аморфизация пленки.

Возвращаясь к исследованию обменных взаимодействий в пленках $(Fe/Si)_n$ в зависимости от технологии их получения надо отметить, что эксперименты не ответили на вопрос о химической структуре интерфейса и взаимодифузии железа и кремния. Метастабильное соединение $FeSi$ со структурой $CsCl$ получается при напылении одновременно из двух источников, и оно имеет высокую степень металличности.

Не так давно [6], на примере трехслойных пленок $Fe/Si/Fe$ методом электронного магнитного резонанса было показано, что величина межслоевого взаимодействия существенно зависит не только от толщины немагнитной прослойки, но и от толщины ферромагнитного слоя. В области величин $t_{Si}=2\text{ нм.}$, соответствующих максимуму антиферромагнитного межслоевого взаимодействия, при увеличении величины t_{Fe} от 2 нм параметр межслоевого взаимодействия (J) возрастает, достигая максимума при $t_{Fe} \approx 5$ нм, а затем снова уменьшается.

Изучение морфологии пленок (Fe/Si) и их интерфейсов проводило довольно большое количество коллективов [7-9]. В работе [9] образцы готовили путем молекулярно-лучевой эпитаксии в сверхвысоком вакууме на пластинах Si . Авторы пришли к выводу, что существует идентичный парамагнитный $C-Fe$ 1-XSI кремниевый подслои в интерфейсах Si -на- Fe и Fe -на- Si , в то время как асимметрия проявляется в составе подслое кремниевого ферромагнетика. В работах [10-12], в частности, было показано, что атомы железа, наносимые на поверхность $Si(100) 2\times 1$, окисленную *in situ*, способны проникать под окисный слой даже при комнатной температуре образца. Результатом процесса является формирование трехкомпонентной интерфейсной фазы $Fe - O - Si$, локализованной на границе раздела между

окисным слоем и кремнием. Дальнейшее напыление железа приводит к образованию твердого раствора Fe–Si. Последующий отжиг образца инициирует твердофазную реакцию между атомами Fe и Si и формирование под окисным слоем пленки силицида железа.

В работе [13] было найдено, что на границе многослойной наноструктуры Fe/Si первоначально формируется немагнитная фаза и ее доля составляет до 50 % толщины Fe слоя. Используя пленку Fe(1.2нм)-Si(1.5нм)-Fe(1.2нм)-Si(1.5нм)-Fe(1.2нм)-Si(10нм) авторы определили энергию активации и коэффициент диффузии в этом процессе $D_0 = 1.3 \times 10^{-12} \text{ см}^2/\text{с}$ и $E_A = 0.7 \text{ эВ}$.

Вскоре после обнаружения зависимости обменного взаимодействия от толщины немагнитной прослойки было обнаружено, что как в случае пленок Fe/FeSi [14], так и в случае Fe/Si [15, 16] межслоевое взаимодействие между слоями железа зависит от температуры (рисунок 5, 6).

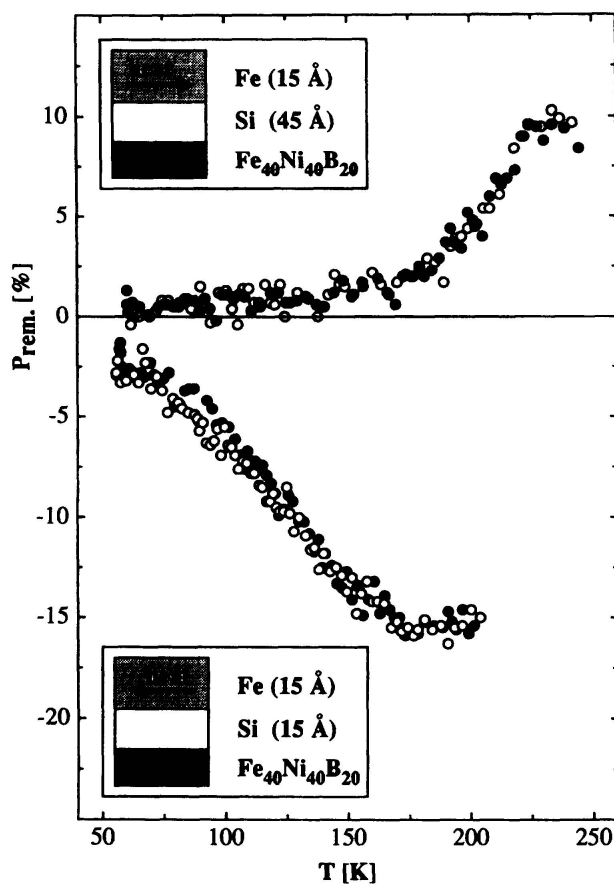


Рисунок 5. Зависимость спиновой поляризации вторичных электронов в остаточном магнитном поле от температуры [15].

Следует заметить, что пленки композиции $(\text{Fe}/\text{Si})_n$ для систем с полупроводниковой прослойкой изучены наиболее полно, хотя белых пятен еще хватает; они здесь являются базовыми и играют примерно такую же роль, как пленки $(\text{Co}/\text{Cu})_n$ в классе с металлическими прослойками.

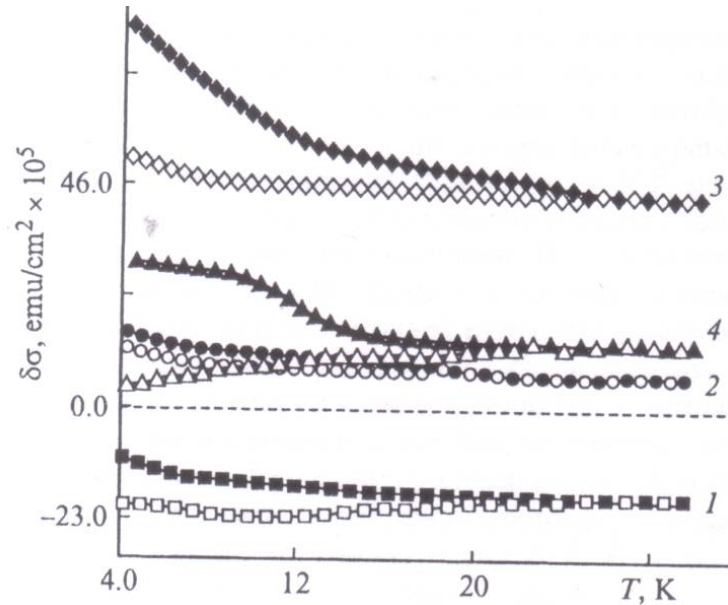


Рисунок 6. Температурные зависимости изменения намагниченности на единицу площади $\Delta\sigma(T, t_{\text{Si}}) = \sigma(T, 0) - \sigma(T, t_{\text{Si}})$ при разных толщинах кремниевой прослойки. t_{Si} : 0.5 нм (1), 1 нм (2), 2 нм (3), и 3 нм (4). Светлые значки – охлаждение в поле $H=0$ Э, темные значки $H=250$ Э. [16].

При изучении температурных зависимостей, J.J. de Vries, J. Kohlhepp и др., в работе [17], выяснили зависимость обменных взаимодействий от способа напыления в Fe/FeSi . В случае эпитаксиального выращивания образцов в условиях сверхвысокого вакуума, зависимость обмена от температуры оказалась экспоненциальной.

Для интерпретации экспериментальных данных пленок Fe/SiFe , полученных магнетронным распылением потребовался учет биквадратичного вклада в межслоевое обменное взаимодействие [18, 19]. В простейшем случае трехслойной изотропной пленки с немагнитной прослойкой в магнитном поле гамильтониан с билинейным и биквадратичным вкладами имеет вид (1):

$$E = -J_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - J_2 \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2) - \mathbf{H}(t_{\text{Fe}} \mathbf{M}_1 + t_{\text{Fe}} \mathbf{M}_2) \quad (1)$$

где J_1 и J_2 - константы билинейного и биквадратичного обменов, соответственно, ϕ_i - угол намагниченности в слое, t_{Fe} - толщина магнитного слоя, M_i - намагниченность слоя, H - внешнее магнитное поле, $i=1,2$ - номер слоя. В цитируемом случае оказалось, что величины J_1 и J_2 зависят от температуры.

Поскольку, как было отмечено выше, межслоевая связь зависит от температуры, то это означает, что полупроводниковые свойства играют важную роль в формировании магнитного состояния. Это, в свою очередь, дает возможность использования такого канала воздействия как оптическое облучение для изменения числа носителей в немагнитной прослойке и, как следствие, управления взаимодействием между магнитными слоями. В пленках $(Fe/FeSi)_{20}$, изначально показывавших при комнатной температуре антиферромагнитный порядок, при охлаждении ниже 100 К, этот порядок пропал. Затем при облучении пленок лазерным излучением методами СКВИД-магнитометрии и магнитооптического эффекта Керра было обнаружено, что при низких температурах антиферромагнитный порядок восстанавливался [20]. Авторы этого исследования на основании анализа петель намагниченности (рисунок 7) сделали вывод, что основной вклад, по-видимому, дает тривиальный нагрев.

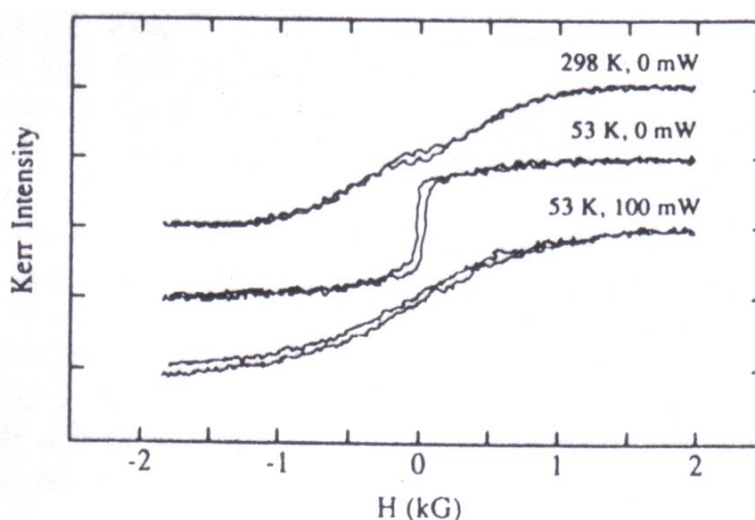


Рисунок 7. Петли гистерезиса, полученные магнитооптическим эффектом Керра для пленки с толщиной $Fe=3$ нм, $Si=1.7$ нм [20].

Позднее [21], методом двойного радио-оптического резонанса на трехслойных пленках (Fe/Si/Fe) было показано (по сдвигу резонансного поля при облучении), что эффект не сводится к простому нагреву. Существует значительный вклад в межслоевое взаимодействие, связанное с фотогенерацией носителей тока. При этом вклад фотоиндуцированного изменения зависит от температуры и имеет антиферромагнитный знак (рисунок 8, 9).

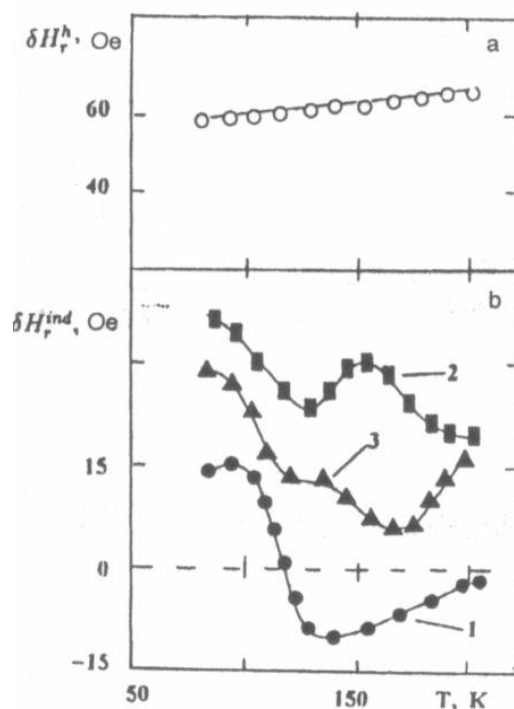


Рисунок 8. Зависимость температуры от фотоиндукции резонансного поля, а – образцовая пленка, б - Fe/Si/Fe пленка. 1- $t_{Si}=5$ нм, 2- $t_{Si}=10$ нм, 3- $t_{Si}=20$ нм [21].

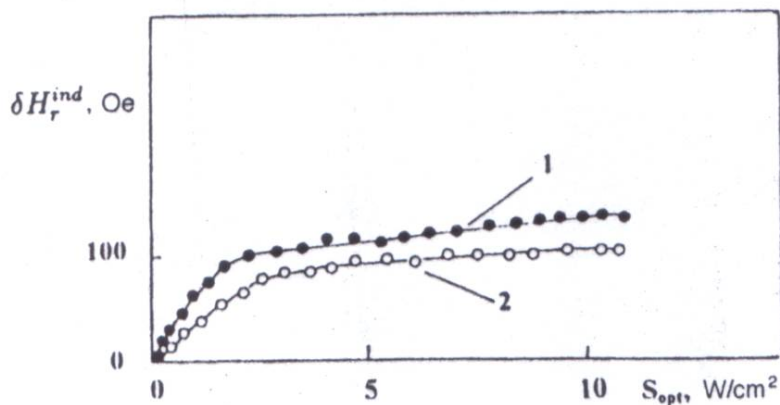


Рисунок 9. Сдвиг резонансного поля Fe/Si/Fe пленок в зависимости от облучения. 1- $t_{Si}=10$ нм, 2- $t_{Si}=20$ нм, $T=80$ К. [21].

В двухслойных пленках NiGe, полученных методом ионно-плазменного распыления, обнаружены сильные изменения петель гистерезиса. При понижении температуры до 4.2K: возрастает коэрцитивная сила, появляется асимметрия и обменный сдвиг [22-23], что связывается с образованием в структуре относительно широкого промежуточного слоя, обусловленного взаимной диффузией Ni и Ge.

Эффект существенной зависимости межслоевой связи в многослойных пленках с полупроводниковой прослойкой от температуры оказался довольно распространенным. В трехслойных пленках Fe/Ge/FeNiB_{0.5} наблюдается осциллирующая зависимость межслоевой связи от толщины германия. Это аналогично зависимости на пленках с прослойкой кремния. Величина этой связи, при постоянной толщине t_{Ge} , увеличивается с температурой [24]. Также температурно-индуцированное усиление межслоевого взаимодействия J наблюдалось в пленках Fe/ α -ZnSe/Fe [25]. В этих пленках имеет место смена знака обменного взаимодействия при изменении температуры (рисунок 10).

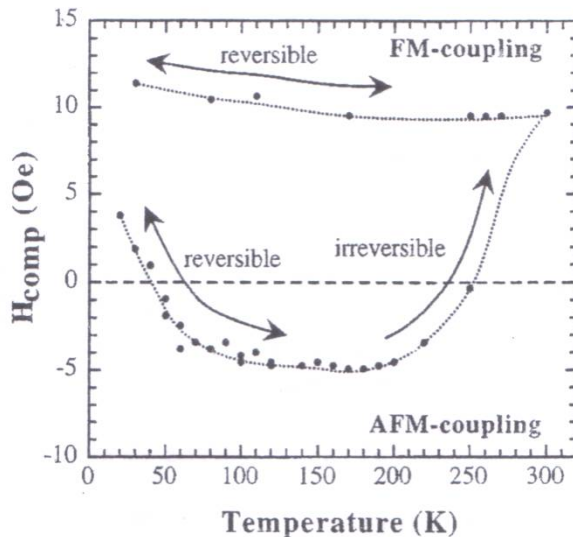


Рисунок 10. Поле компенсации $H_{\text{comp}} \sim -J$ в зависимости от температуры с $t_{\text{ZnSe}}=3$ нм. [25].

При повышении температуры в магнитном поле больше некоторого H_{comp} в окрестности $T \approx 35$ К обмен становится отрицательным и увеличивается до $T_{1r} \approx 150$ К. В диапазоне от гелиевых температур до T_{1r} все изменения обратимые. В районе $T_{2r} \approx 250$ К обмен снова меняет знак. При $T >$

T_{1r} изменения необратимые. Если охлаждаться от $T \approx 300$ К, то система имеет ферромагнитный порядок во всем температурном диапазоне [26]. Вернуться в исходное состояние можно только размагнитив пленку при высокой температуре.

Все эти результаты представляются важными при выборе материалов и оптимизации конструкций устройств, основанных на использовании эффекта гигантского магнетосопротивления.

Изучая явление гигантского магнетосопротивления [27], можно увидеть, что наиболее распространенным компонентом, входящим в состав гетерогенных структур с данным эффектом является кобальт. Причиной этого явления считается зонный характер магнетизма Co, приводящий к высокой спиновой поляризации электронов проводимости. В то же время коллективизированное состояние 3d-электронов обуславливает существенную трансформацию магнетизма Co в составе соединений и сплавов – так называемый «эффект переноса заряда». Исходя из этого, были исследованы [28] магнитные свойства многослойных пленок Co/Si, полученных высокочастотным распылением в температурном интервале 4.2-300 К, и установлены закономерности изменения спонтанной намагниченности и гистерезисных характеристик пленок при варьировании толщины магнитных слоев и немагнитных прослоек (рисунок 11).

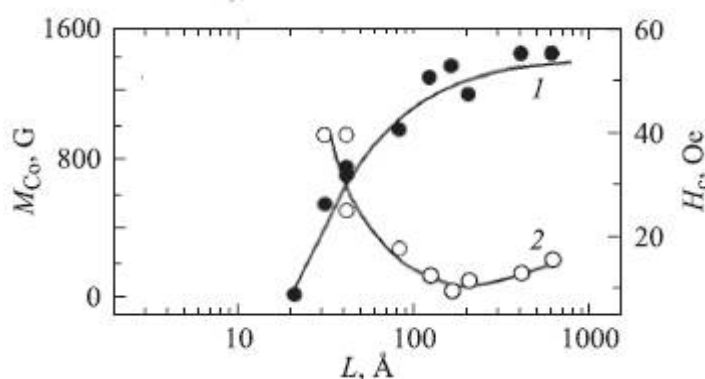


Рисунок 11. Зависимость спонтанной намагниченности (1) и коэрцитивной силы (2) Co от толщины магнитных слоев в пленках $(Co/Si(20))_n$ при $T=293$ К. [28].

Выяснено, что слои кобальта в составе не эпитаксиальных мультислоев с немагнитными прослойками при уменьшении толщины претерпевают аморфизацию, и в зависимости от материала прослоек могут сохранять уровень магнитных свойств до толщин ~ 20 нм, или обнаруживать их существенную деградацию при значительно больших толщинах. Последнее имеет место при поверхностном контакте с кремнием, и выражается в уменьшении среднего атомного магнитного момента и ослаблении обменного взаимодействия. По оценкам авторов работы этот эффект простирается на глубину не менее 15 нм и, вероятно, связан с межслойным перемешиванием, приводящим к локализованному в поверхностных интерфейсах изменению электронной структуры Co. Кроме того, было решено, что Si способствует более эффективной аморфизации в объеме указанных интерфейсов. Это и обуславливает дисперсию магнитной анизотропии и изменение гистерезисных свойств мультислоев.

Кроме того, при изучении [29] свойств многослойных пленок $(\text{Co/Si})_{12}$ с $t_{\text{Co}}=2.2$ нм, было обнаружено, что при изменении толщины кремния наблюдается переход от ферромагнитного упорядочения к суперпарамагнитному состоянию (по крайней мере, при $t_{\text{Si}} > 3$ нм) (рисунок 12).

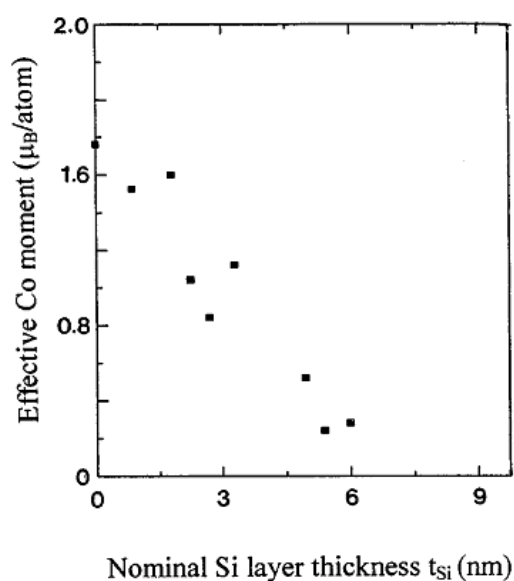


Рисунок 12. Эффективный момент ионов Co для $(\text{Co } 2.2 \text{ нм/SiXнм})$ как функция от толщины прослойки кремния [29].

Это подтверждается универсальной зависимостью намагниченности в зависимости от отношения H/T (рисунок 13) при больших толщинах кремния. Установлено, что по мере увеличения толщины кремния, наблюдается перемешивание материалов в слое по схеме $\text{CoSi} \rightarrow \text{Co/CoSi} \rightarrow \text{CoSi/Co}$. При этом поле насыщения достаточно большое ($H_s \sim 5$ кЭ) и температура “блокировки” уменьшается при увеличении толщины кремниевой прослойки. Были проведены также температурные исследования электросопротивления и обнаружен минимум сопротивления, что в сочетании с большим значением H_s позволило авторам провести аналогию с поведением этих пленок и Кондо-систем, типичным для разбавленных сплавов.

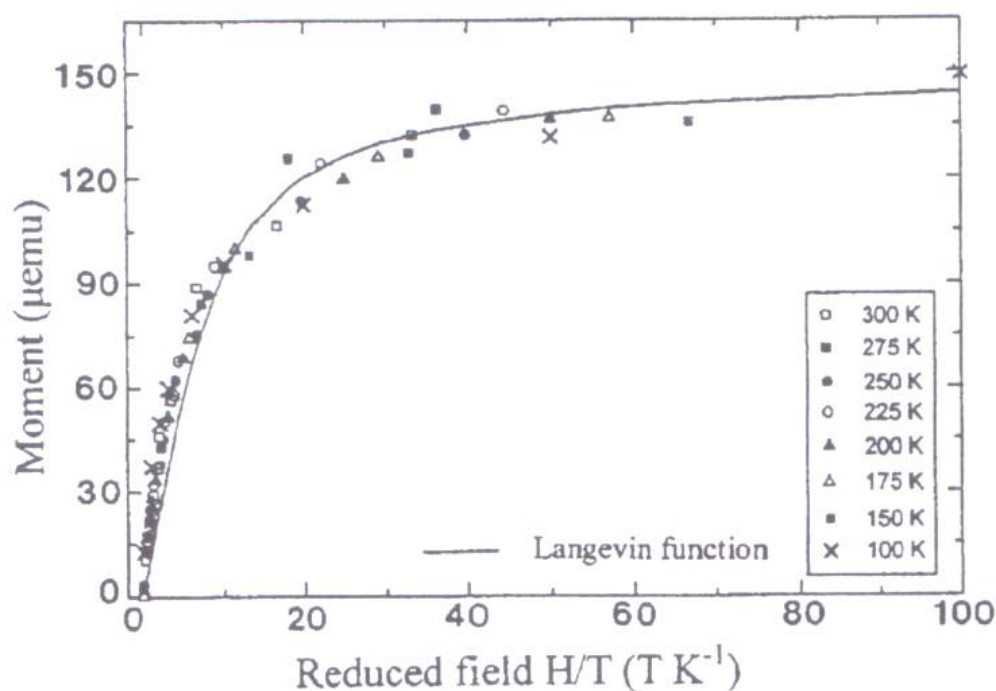


Рисунок 13. Магнитный момент в зависимости от приведенного поля, для пленки $(\text{Co}_{2.2\text{nm}}/\text{Si}_{6\text{nm}})_{12}$ [29].

Вопрос формирования структуры межслойных интерфейсов является ключевым для интерпретации свойств мультислоев Co/Si . На начальной стадии образования в условиях не эпитаксиального осаждения пленки большинство материалов имеют островковую структуру и их толщину нужно рассматривать как номинальную характеристику. Поэтому при толщине

Si<200nm изменение приведенной намагниченности насыщения в большой мере может быть обусловлено не вариацией толщины, а изменением площади прослоек и соответственно площади их контакта с магнитными слоями. Дальнейшее наращивание толщины кремния уже не вносит существенных изменений в магнитные свойства Co.

Ещё один интересный факт был обнаружен в системе Ni/Si/Ni/(GaAs(001)) с толщинами слоев $t_{\text{Ni}} = 2,5$ нм, $t_{\text{Si}} = 2.5$ нм. [30]. Вся система проявляла свойства присущие двухслойной пленке с антиферромагнитным межслоевым взаимодействием, но при этом вела себя аналогично системе с обменным смещением. Роль магнито жесткого материала играл слой Ni/GaAs(001), а роль магнитомягкого материала – слой Ni/Si. Наблюдаются и скачок намагниченности при увеличении магнитного поля, и гистерезис при температурной развертке “туда” и “обратно” (рисунки 14, 15).

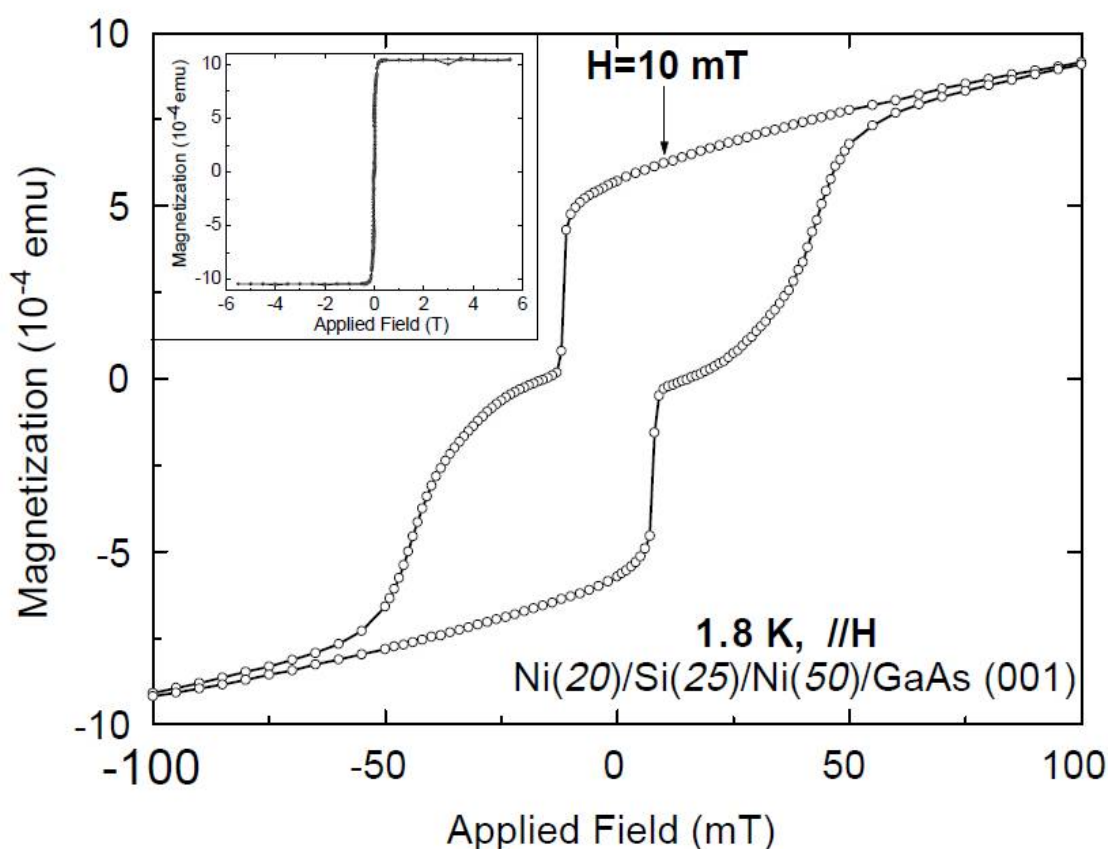


Рисунок 14 15. Процесс намагничивания Ni/Si/Ni/(GaAs(001)) пленки при 1.8K [30].

1.2 Прослойка из двухкомпонентных полупроводников

Были созданы и исследованы многослойные структуры, в которых индивидуальные слои представляют собой многокомпонентные соединения, что значительно расширяет многообразие проявляемых эффектов. Так в структуре $[(\text{ZnTe})_x/(\text{MnTe})_y]$ [31], где магнитный слой представляет собой антиферромагнитный полупроводник, а x и y количество – монослоев. В интервале $3 \leq x \leq 6$ внутри магнитного слоя наблюдается дальний магнитный порядок. При значениях $x = 5$ и $y = 10$; $x = 4, 5$ и $y = 20$ при низких температурах ($T < 10$ К.) между соседними магнитными слоями реализуется противофазное антиферромагнитное упорядочение. С увеличением толщины слоя ZnTe при неизменной толщине магнитоупорядоченного слоя наблюдается систематическое ослабление магнитных корреляций внутри слоя MnTe . В работе [32] приведены результаты нейтронографических исследований межслоевого взаимодействия в системе $(\text{EuTe}/\text{PbTe})_n$ в зависимости от магнитного поля, толщины слоев и легирующих добавок в PbTe . Оказалось, что межслоевое взаимодействие подобно тому, что наблюдается в мультислойных магнитных системах с металлической прослойкой, при этом:

а)- взаимодействие между магнитными слоями обусловлено носителями тока в PbTe (зависимость от вида и концентрации легирующей примеси)

б)- оно зависит от магнитного состояния слоя EuTe , т.е. при усилении магнитных внутрислоевых корреляций в магнитном поле происходит увеличение межслоевого взаимодействия.

В развитие этих работ широко изучалась система EuS/PbS [33-35]. Так в работе [36] при исследовании серии образцов методами рассеяния нейтронов было установлено, что нет осцилляций величины межслоевого взаимодействия в зависимости от толщины немагнитного слоя. При этом, когда плоскость магнитной пленки совпадает с кристаллографической плоскостью типа $[001]$, то всегда наблюдается антиферромагнитный

межслоевой обмен, а в случае плоскости типа [111] – всегда ферромагнитный обмен (здесь плоскость роста пленки задается выбором материала подложки – KCl или BaF₂, соответственно). Кроме того, [37] были изучены электрические и термоэлектрические свойства пленок и сверхрешеток с SnTe основой. В EuTe / SnTe (SnTe/PbSe; SnTe/PbS, и EuTe/PbTe) сверхрешетке подвижность дырок 2720 см²/В, что является самым высоким значением для любого полупроводникового материала при комнатной температуре. Высокая подвижность дырок объясняется сокращением числа вакансий Sn и малых зон между зоной проводимости нижней части EuTe и потолка валентной зоны SnTe. SnTe/PbSe и SnTe/PbS сверхрешетки были аналогичны зоне в SnTe/PbTe типа сверхрешетка II, и сверхрешетки с тонкими слоями SnTe показали п-тип проводимости. Свойство светопропускания SnTe/PbSe показало полуметаллическое поведение. Коэффициенты Зеебека SnTe/PbSe, SnTe/PbS, и EuTe/SnTe были измерены, и значения для SnTe/PbSe и SnTe/PbS оказались сопоставимы с теоретическими значениями для PbSe и PbS пленок, соответственно.

В пленках композиции Fe/AB/Fe, где AB = GaAs или ZnTe, [38, 39] методами магнитооптики и магнитометрии при комнатной температуре было определено, что в первом случае имеет место слабое антиферромагнитное межслоевое взаимодействие, а во втором – ферромагнитное, хотя для ряда пленок с $t_{\text{ZnTe}} = 1.9$ нм наблюдается суперпарамагнитное поведение слоев железа. Во втором случае также найдено, что одновременно существуют два периода осцилляций $T_1 = 0.2 - 0.3$ нм и $T_2 = 0.6$ нм межслоевого обмена в зависимости от толщины полупроводника. Авторы цитированных работ связывают появление двух периодов с изменением граничных условий для электронов металла из-за размерного эффекта в полупроводниковой прослойке. Кроме того [40], в структуре Fe/ZnTe/Fe с переменной толщиной полупроводникового слоя $t_{\text{ZnTe}} = (0.6-2.4)$ нм, приготовленного магнетронным распылением на подложке Si(100) при комнатной температуре, найдено две области толщин $t_{\text{ZnTe}} = (0.8-1.2)$ нм и $t_{\text{ZnTe}} = (2-2.3)$ нм, при которых величина

магниторефрактивного эффекта (МРЭ) примерно вдвое превышает величину МРЭ в бислое Fe/ZnTe, приготовленного тем же методом. В полевых зависимостях экваториального эффекта Керра при толщинах ZnTe, соответствующих наибольшим значениям МРЭ, обнаружены особенности в виде изломов (ступеньки), которые отсутствуют в случае бислоев. При этих же толщинах полупроводникового слоя магнитные измерения в трехслойных структурах показали резкое уменьшение мнимой компоненты ас-восприимчивости при увеличении температуры от 10 до 300 К. С ростом температуры в системе Fe/ZnTe/Fe возникает слабое межслоевое обменное взаимодействие антиферромагнитного типа.

Позднее в работе [41] исследовался спин-зависимый транспорт через эпитаксиальные Fe / GaAs / Fe (001) и туннельный переход с и без спин-орбитального взаимодействия. Авторы пришли к выводу, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к насыщению ПМП с толщиной GaAs, но значение насыщения определяется наличием резонанса.

Авторы работы [42] изучали транспортные свойства в пленках Fe / GaAs (001), используя все электрический методы, чтобы подтвердить инъекции и обнаружение спин-поляризованного тока с использованием эффекта Ханле.

Исследовались также трехслойные структуры FeNi/SiC/FeNi, [43-44] в которых бинарный полупроводниковый материал имеет большую ширину запрещенной зоны ($\Delta E \geq 2$ эВ). При комнатных температурах, где проводились измерения, проводимость через немагнитный слой достаточно мала, и пленки можно рассматривать как спин – вентильные структуры. В этом материале на границе раздела металл–полупроводник образуется заметный магнитный переходный слой, который сильно влияет на магнитное состояние всей системы, в результате чего межслоевое взаимодействие (предположительно антиферромагнитное при малых величинах t_{SiC}) оказалось чувствительным к внешнему магнитному полю и быстро спадает при увеличении t_{SiC} .

1.3 Системы с редкоземельными слоями

Включение в слоистую структуру слоя редкоземельного металла наряду со слоем 3d – металла за счет механизмов конкурирующих взаимодействий обогащает многообразие наблюдаемых эффектов. Так в структуре Gd/Co [45] в зависимости от технологии приготовления пленок и периода структуры на температурной кривой намагниченности может наблюдаться точка компенсации (T_K). Однако и в том случае, когда слои Co и Gd разделены небольшой кремниевой прослойкой, наблюдается точка компенсации по намагниченности [46]. В этой системе были получены нетривиальные результаты.

Исследованные пленки были получены методом ионного радиочастотного распыления [45]. В качестве материала подложки использовалось стекло. Образцы представляли собой последовательность двадцати блоков (Co/Si/Gd/Si) и были сверху и снизу защищены кремнием толщиной $t_{Si} = 20$ нм. Толщина каждого из слоев кобальта составляла $t_{Co} = 3$ нм, гадолиния – $t_{Gd} = 7.5$ нм, а толщина кремниевой прослойки менялась в интервале $t_{Si} = 0 - 1$ нм. Количество блоков $n = 20$. Все параметры толщин задавались по времени напыления соответствующих слоев при известных скоростях осаждения разных материалов. С помощью методики малоуглового рентгеновского рассеяния зафиксирован слоистый характер пленок и подтверждены номинальные значения периода структуры (с погрешностью ± 0.2 нм.). Кроме того, рентгеновские и электронно-микроскопические исследования пленок показали, что по своей структуре они близки к аморфным. Измерения намагниченности были выполнены на СКВИД-магнитометре. При выполнении температурных и полевых измерений перед охлаждением образец помещался в демагнетизатор и затем охлаждался в нулевом магнитном поле. Магниторезонансные исследования были выполнены на спектрометре магнитного резонанса со стационарным магнитным полем на частоте СВЧ излучения $f_{СВЧ} = 9.4$ ГГц в диапазоне от

азотных температур до комнатных температур. При всех измерениях магнитное поле лежало в плоскости образца.

Ранее было показано [45], что в пленках Gd/Co, близких по соотношению толщин слоев к образцам, исследуемым в данной работе, температура компенсации существенно зависит от величины периода многослойной структуры, и для температур $T < 200$ К компенсация наблюдается лишь при условии $t_{\text{Gd}} + t_{\text{Co}} \geq 13$ нм. В случае образцов (Co/Si/Gd/Si) при периоде структуры 10.5 нм этой особенности нет, что и видно на рисунке 16а.

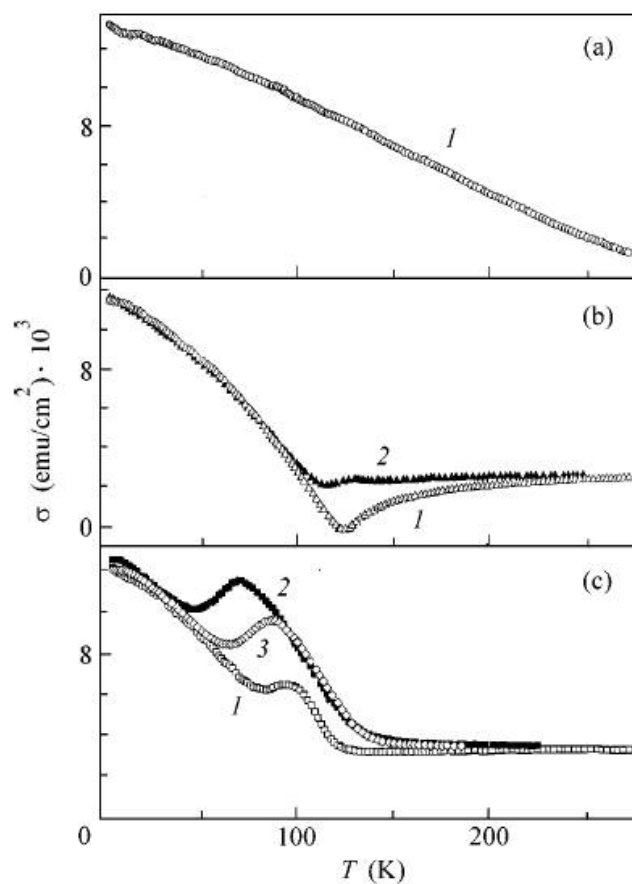


Рисунок 16. Температурная зависимость намагниченности мультислойных (Gd/Si/Co/Si)₂₀ пленок: $t_{\text{Si}} =$ (a) 0 нм, (b) 0.5 нм, и (c) 1 нм. Кривые снимались в магнитных полях $H =$ (1) 200, (2) 1000, и (3) 500 Э. In all films, $t_{\text{Co}} = 3.5$ нм и $t_{\text{Gd}} = 7$ нм. [47].

Создание же кремниевой прослойки толщиной в единицы ангстрем приводит в этом случае к появлению точки компенсации (рисунок 16b, кривая 1). Однако неожиданным оказалось то [47], что поведение намагниченности в

окрестности температуры компенсации существенно зависит от магнитного поля, хотя величина магнитного поля достаточно мала. Так в поле $H = 1$ кЭ для пленки с $t_{Si} = 0.5$ нм температура компенсации в традиционном понимании отсутствует, а температурная зависимость намагниченности принимает вид, приведенный на рисунке 16b, кривая 2. Здесь следует обратить внимание на возникновение небольшого максимума на температурной зависимости и сдвиг минимума намагниченности в область низких температур. Ситуация в большей степени неординарной оказалась для пленки с $t_{Si} = 1$ нм (см. рисунок 16c). На этой пленке минимум намагниченности (но не до нуля), который можно связать с точкой компенсации, наблюдался до полей порядка 100 Э. Видно, что с увеличением магнитного поля растет максимум на температурной зависимости намагниченности, и он смещается в область низких температур.

Были сняты полевые зависимости намагниченности в гелиевых температурах. На рисунке 17 видно, что при низких температурах у пленок с $t_{Si} = 0.2$ нм и $t_{Si} = 0.5$ нм характер намагничивания имеет вид, подобный ферромагнетика, при этом поля насыщения равны $H_s \approx 100$ Э и $H_s \approx 300$ Э, соответственно.

В случае пленки с $t_{Si} = 1$ нм на кривой намагничивания имеет место излом в окрестности $H \cong 100$ Э, а поле насыщения равно $H_s \approx 500$ Э. Для этой пленки обратный ход намагниченности почти не отклоняется от прямой линии. Если теперь сопоставить эти результаты с температурным поведением намагниченности, то нельзя не заметить, что в области температуры компенсации особенность намагниченности, индуцированная магнитным полем, наиболее ярко проявляется в полях, превосходящих поле насыщения, а именно в той области, где, казалось бы, уже не должно быть каких-либо изменений.

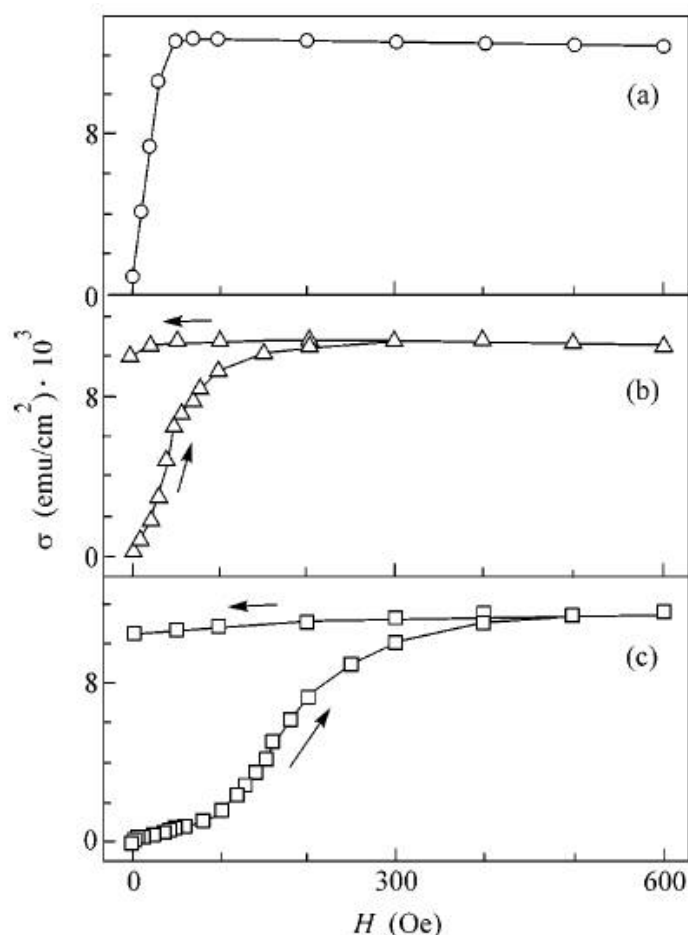


Рисунок 17. Полевые зависимости намагниченности мультислойных $(\text{Gd}/\text{Si}/\text{Co}/\text{Si})_{20}$ пленок: $t_{\text{Si}} =$ (a) 0 нм, (b) 0.5 нм, и (c) 1 нм; $T=4.2$ К. Стрелки указывают направление изменения магнитной поля [47].

Как видно из рисунков 16 и 17, значения намагниченностей насыщения при низких температурах для пленок, как с кремниевой прослойкой, так для пленки Gd/Co, с хорошей степенью точности совпадают. Это свидетельствует об одинаковом вкладе редкоземельной подсистемы при низких температурах, где вклад является доминирующим. Для области температур $T > 120$ К, где преобладает вклад кобальтовой подсистемы, для пленок с $t_{\text{Si}} = 0.5$ нм и $t_{\text{Si}} = 1$ нм (рисунок 17) намагниченности также практически совпадают.

Ситуация оказалась еще более интересной при переходе в область полей порядка нескольких десятков эрстед [48]. При проведении температурных измерений намагниченности на пленке с прослойкой кремния $t_{\text{Si}} = 1$ нм было обнаружено, что в малых магнитных полях ($H \leq 100$ Э) в зависимости от

термомагнитной предыстории (в магнитном поле (FC) или без него (ZFC) проводилось охлаждение образца) кривые имеют различный вид (рисунок 18).

На этих графиках поле охлаждения и поле измерения равнялись $H = 20 \text{ Э}$. В случае FC при $T < 100 \text{ К}$, кривая повторяется как при нагревании, так и при охлаждении образца. Такое поведение аналогично тому, что наблюдается в спиновых стеклах [49]. На рисунке 18 приведены результаты измерений температурных зависимостей намагниченности для пленок с $t_{\text{Si}} = 0, 0.5, 1 \text{ нм}$ (части a, b, c, соответственно) в полях $H = 10, 20, 50$ и 100 Э (кривые 1, 2, 3 и 4), снятые при охлаждении в нулевом поле. Видно, что спин-стекольное поведение становится более выраженным по мере увеличения толщины кремниевой прослойки.

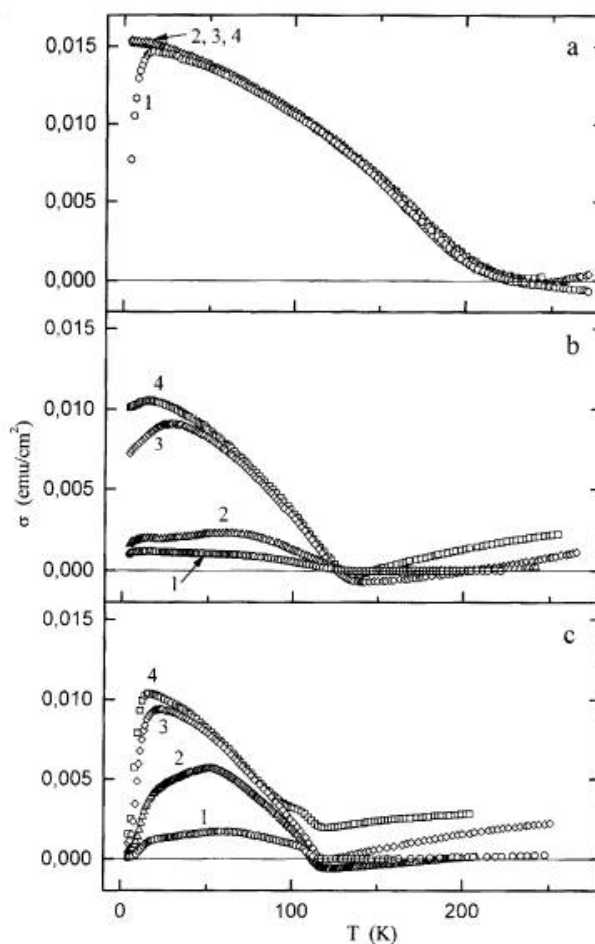


Рисунок 18. Температурная зависимость намагниченности пленок Co/Si/Gd/Si с $t_{\text{Si}} = 1 \text{ нм}$ полученная при нагревании. Условия охлаждения ZFC. (a) $t_{\text{Si}} = 0.2 \text{ нм}$, (b) $t_{\text{Si}} = 0.5 \text{ нм}$, (c) $t_{\text{Si}} = 1 \text{ нм}$. Кривые 1, 2, 3, 4 наблюдались в полях $H = 10, 20, 50, 100 \text{ Э}$ соответственно [48].

Так для пленки с $t_{Si} = 0.2$ нм касп наблюдается только в магнитных полях $H \leq 10$ Э. Для пленок с $t_{Si} = 0.5$ нм и $t_{Si} = 1$ нм поля измерения, когда перестает проявляться касп, равны $H \approx 100$ Э и $H \approx 150$ Э, соответственно. Во всех случаях кривые FC при $T = 4.2$ К выходят на значения, приблизительно равные значениям, при обратном ходе на кривые намагничивания в данном поле измерения (рисунок 17). На пленке (Gd/Co)20 в тех же экспериментальных условиях ничего подобного не наблюдается.

Во-первых, такой вид полевых зависимостей пленок с разными величинами t_{Si} дает основание утверждать, что при понижении температуры не происходит «выключение» полупроводниковой прослойки, и взаимодействие между магнитными слоями сохраняется. Во-вторых, в данном диапазоне толщин кремния относительная роль полупроводниковой прослойки усиливается с увеличением ее толщины.

Как известно [49], состояние спинового стекла возникает в системах с многомимимумным распределением энергии, в частности, ряд свойств спинового стекла удастся объяснить в модели двухминимумного потенциала [50]. Применительно к случаю с пленкой (Co/Si/Gd/Si) возможность такой ситуации обусловлена наличием биквадратичного обменного взаимодействия между магнитными слоями. Если предположить, что пленка состоит из большого числа слоев, так что можно не рассматривать эффекты, связанные с влиянием граничных условий, то магнитная энергия системы с учетом зеемановского взаимодействия имеет вид (2):

$$E = -J_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - J_q \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2) - H [M_1 \cos(\varphi_H - \varphi_2) + M_2 \cos(\varphi_H - \varphi_2)] \quad (2)$$

где $i = 1, 2$ и означает Gd и Co, соответственно. J_1 и J_q – поверхностные плотности энергии билинейного и биквадратичного обмена, соответственно. Можно оценить степень влияния биквадратичного обмена на изменение магнитной энергии системы. На рисунке 19 приведены значения нормированной энергии E в зависимости от углов φ_1 и φ_2 при разных отношениях энергий биквадратичного билинейного обменов $\eta = J_q/J_1$. (В

расчетах использовались следующие значения параметров $J_1=1 \text{ erg/cm}^2$ [47], значения $M_{Gd}=1.2 \cdot 10^{-2} \text{ emu/cm}^2$, $M_{Co}=4 \cdot 10^{-2} \text{ emu/cm}^2$ взяты из измерений в [47]).

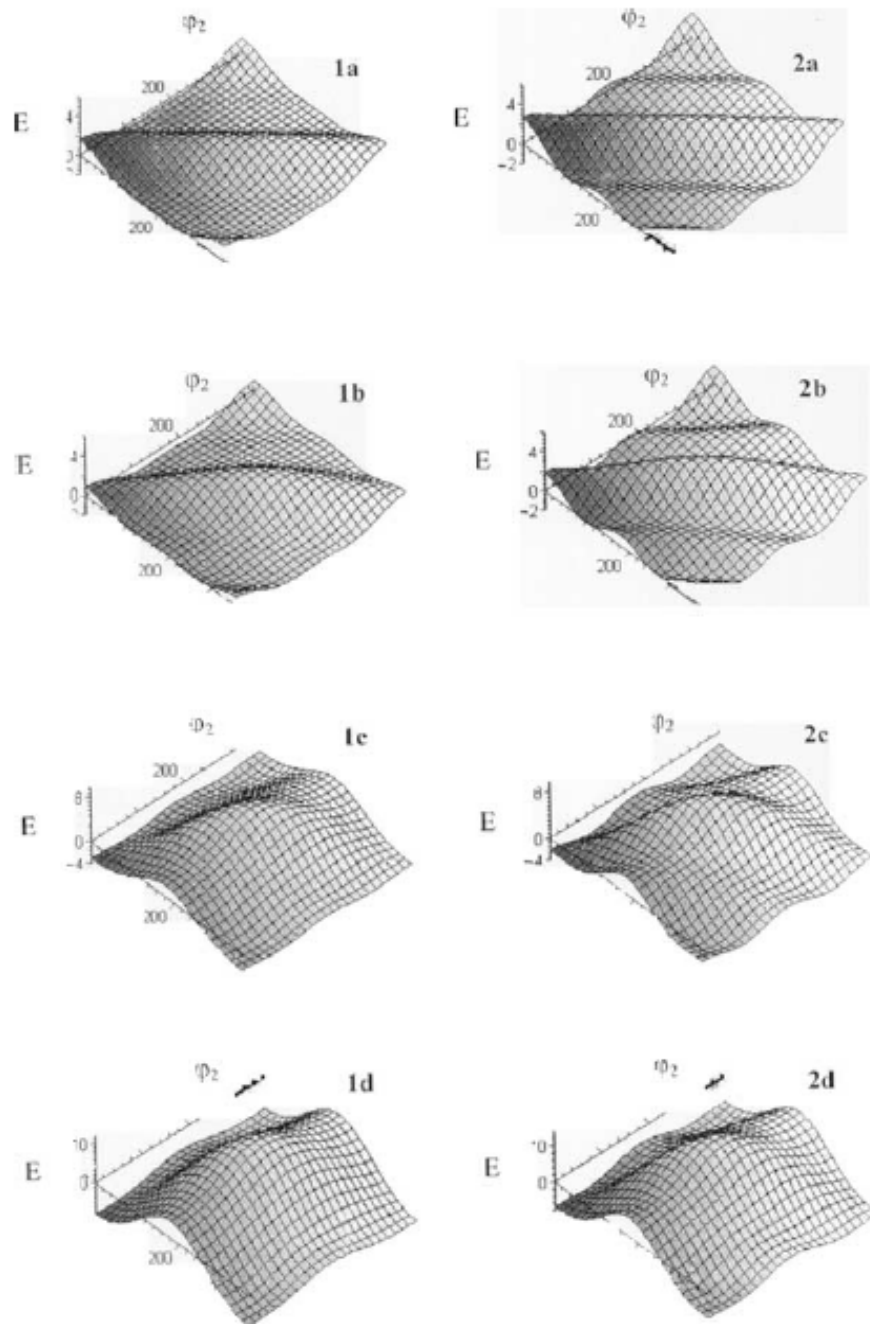


Рисунок 19. Поверхностная магнитная энергия (E) в зависимости от углов намагниченности в слое ϕ_1 и ϕ_2 . Рис 1(a-d): $\eta=0,7$. Рис 2 (a-d): $\eta=1,7$. а) $H=5 \text{ Э}$, б) 50 Э в) 300 Э д) 600 Э . [48].

Отсчет углов производится от направления внешнего магнитного поля в плоскости пленки, т.е. $\phi_H=0$. Если внешнее поле H отсутствует или оно очень

мало, то, как видно из этого рисунка (части а и d), для малых значений η на зависимости $E(\varphi_1, \varphi_2)$ имеются два минимума типа «желоб», причем $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$ (рисунок 19, часть 1а).

При увеличении η эти минимумы расщепляются каждый на два (рисунок 19, часть 2а). При включении магнитного поля и дальнейшем его увеличении энергетическая поверхность приобретает сложный вид со многими минимумами (рисунок 19, части 1,2 b-d). Если магнитное поле велико, то зеемановская энергия много больше J_1 и J_2 . Абсолютный минимум приходится на углы $\varphi_1 \cong \varphi_2 \cong 0$.

Теперь качественно понятно поведение намагниченности в зависимости от режима охлаждения. Когда магнитное поле отсутствует, то все энергетические минимумы имеют одинаковую глубину, и распределение направлений намагниченности разных слоев является равновероятным. При охлаждении пленки состояния, соответствующие этим направлениям, имеют одинаковую степень заселения и, в результате, средняя намагниченность всей системы равна нулю. Включение магнитного поля изменяет глубину минимумов и выделяет преимущественное направление для намагниченности слоев. При нагревании, по мере увеличения температуры, происходит «перетекание» в этот выделенный минимум и возникает отличная от нуля средняя намагниченность системы. При охлаждении в достаточно сильном магнитном поле система сразу попадает в абсолютный минимум и приобретает отличную от нуля намагниченность, которая и наблюдается в дальнейшем.

Из анализа экспериментальных данных следует, что увеличение толщины кремниевой прослойки усиливает относительную роль биквадратичного обмена. Во-первых, с увеличением t_{Si} ярче проявляются спин-стекольные свойства, а именно, выше поле «блокировки» (H_b) (см. рисунок 20), т.е. то поле, когда в режиме ZFC при включении поля намагниченность принимает значение равное значению в режиме FC. А это связано с глубиной энергетических минимумов. Во-вторых, поле насыщения

при намагничивании пленок тоже увеличивается с увеличением t_{Si} (см. рисунок 17).

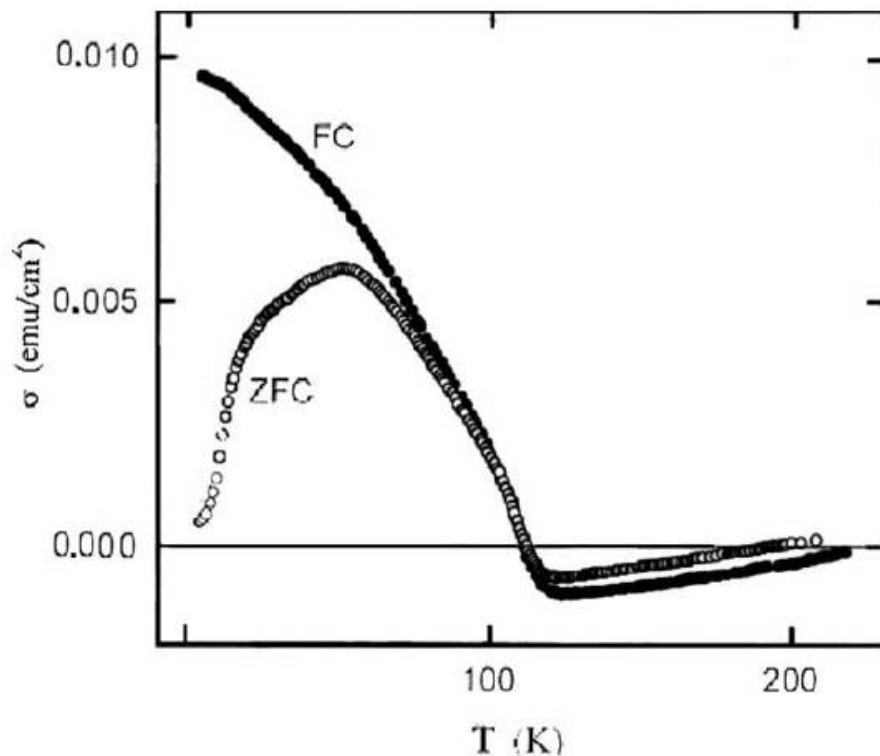


Рисунок 20. Температурная зависимость намагниченности пленок ($Gd/Si/Co/Si$) с $t_{Si} = 1$ нм полученная при нагревании. FC: режим охлаждения $H \neq 0$, ZFC: режим охлаждения $H = 0$. Поле охлаждения и измерения $H = 20$ Э [48].

Этот факт объясняется, если учесть, что в состоянии насыщения система находится в абсолютном минимуме, а для его достижения в равновесных условиях необходимо чтобы при наложении магнитного поля этот минимум оказался ниже всех остальных. Но высота барьеров между частными минимумами определяется вкладом биквадратичного обмена. Авторы работы не связывают наблюдаемые температурные зависимости намагниченности в мультислойных пленках при данных толщинах кремниевой прослойки с суперпарамагнитным состоянием. Как известно [51], полевые зависимости намагниченности, измеренные при разных температурах, построенные в зависимости от H/T , с учетом температурной зависимости намагниченности насыщения, совпадают, и это подтверждается многочисленными

экспериментами. В случае (Co/Si/Gd/Si) структуры, как нетрудно убедиться (см. рисунок 17, части b и c), это не выполняется.

Если имеет место суперпарамагнитное состояние, то тогда встает вопрос о природе энергетического барьера, разделяющего различные магнитные состояния слоев. В классических суперпарамагнетиках неэквивалентные состояния возникают из-за наличия магнитной кристаллографической анизотропии в микрочастицах. В пределах ошибки эксперимента никакой магнитной анизотропии в плоскости пленок не было обнаружено. Более того, предыдущие измерения [47, 48] в магнитных полях $H \gg H_b$ показывают, что взаимодействие между слоями носит антиферромагнитный характер, а вся система ведет себя как ферромагнетик.

В развитие исследований характера межслоевого взаимодействия был использован метод магнитного резонанса [52], поскольку динамика магнитной системы является чувствительной к распределению эффективных внутренних магнитных полей [53]. Резонансная кривая СВЧ поглощения на контрольной пленке без кремниевой прослойки имеет вид, типичный для ферромагнетика. Наблюдается одиночная линия поглощения лоренцевской формы. Температурное поведение величины резонансного поля (H_r) и интенсивности поглощения (I), определяемой как площадь под кривой, приведены на рисунке 21. Введение кремниевой прослойки существенно меняет динамику магнитной системы. Во всех случаях с $t_{Si} \neq 0$ линия СВЧ поглощения имеет либо ярко выраженную тонкую структуру, как на рисунке 21 для пленки с $t_{Si} = 0.2$ нм, либо заметно искаженную форму для других толщин кремния. Подгонка кривыми лоренцевского типа дает в результате, что экспериментально наблюдаемая линия поглощения может быть представлена как суперпозиция двух кривых. На рисунке 22 приведены температурные зависимости H_r и I для пленки с $t_{Si} = 0.5$ нм. Если эти линии приписать «ферромагнитной» и «обменной» модам, то видно, что с повышением температуры интенсивность ферромагнитной моды падает, а обменной моды растет, и в окрестности

температуры компенсации наблюдаются аномалии параметров магнитного резонанса (сравни с рисунком 17, часть б).

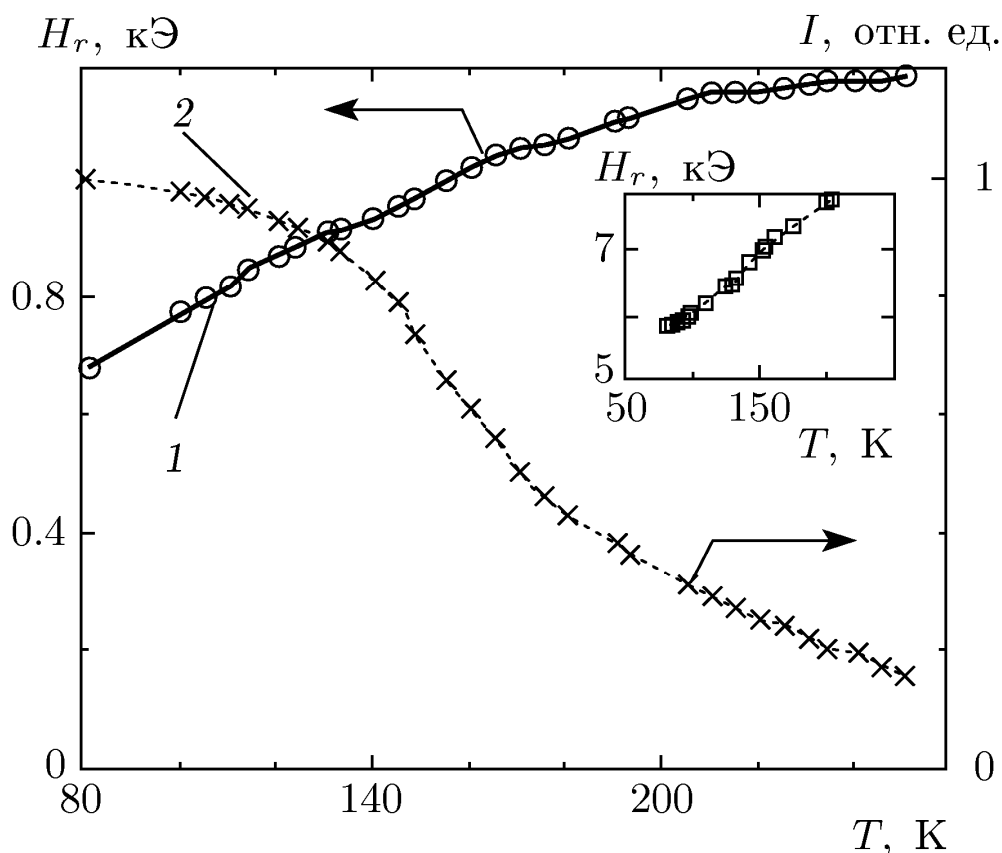


Рисунок 21. Температурные зависимости 1-резонансного поля, 2 – интенсивности линии магнитного резонанса пленки $(\text{Gd/Co})_{20}$ $W_{\text{mwf}}=9.3$ ГГц. На вставке – на частоте $W_{\text{mwf}}=19.8$ ГГц. [53].

Как магнитостатические, так и магнитрезонансные экспериментальные результаты не укладываются в обычную схему описания двухподрешеточного ферримагнетика, имеющего точку компенсации. Наличие максимума в окрестности ожидаемой температуры компенсации можно было бы объяснить, предположив, например, что во взаимодействии редкоземельных слоев с соседними слоями кобальта через слой кремния существует вклад, который приводит к образованию не строго антиферромагнитной конфигурации, а к скошенной магнитной структуре. Тогда в целом магнитная структура представляет собой конус магнитных моментов слоев кобальтовой подсистемы, суммарный момент, которого направлен антипараллельно суммарному магнитному моменту слоев гадолиния.

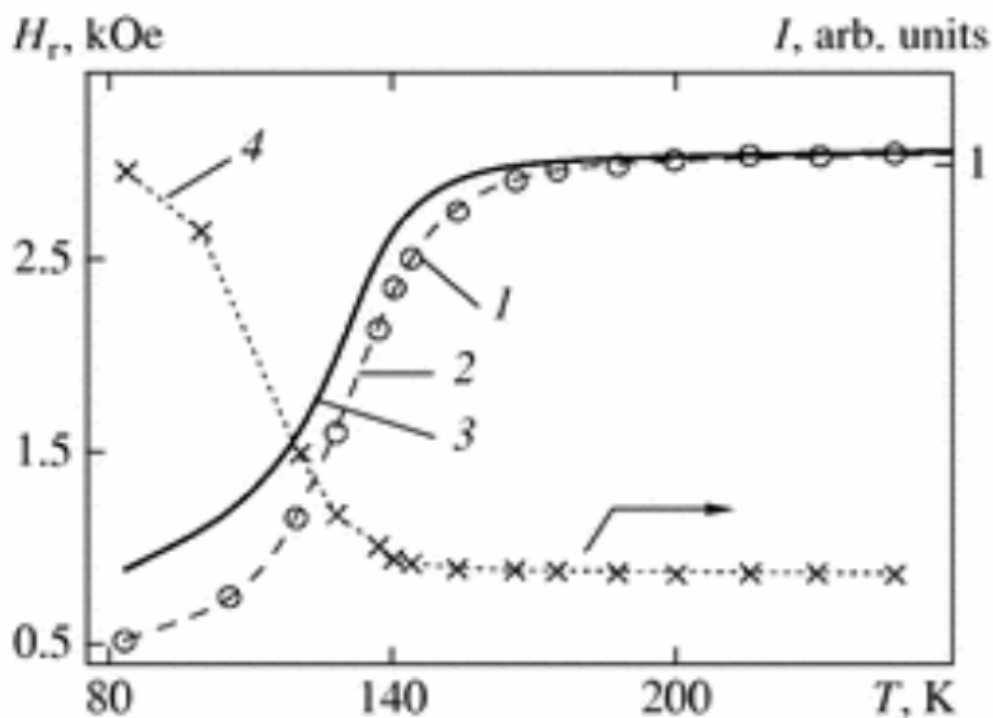


Рисунок 22. Температурные зависимости резонансного поля и магниторезонансные линии интенсивности пленок $(\text{GdCo})_{40}$. $t_{\text{Si}} = 0.5$ нм. [52].

Такое поведение для многослойных пленок является вполне реальным. Как известно [54], учет биквадратичного обменного взаимодействия (J_2) наряду с билинейным обменом (J_1) может привести к возникновению скошенной магнитной структуры. В многослойных пленках механизм, определяющий появление биквадратичного вклада в обменном взаимодействии, может быть связан как с флуктуационным изменением толщины промежуточного немагнитного слоя [55], так и со спин-зависимым туннелированием через потенциальный барьер [56]. Для многослойных магнитных пленок с немагнитической прослойкой параметры J_1 и J_2 могут зависеть от температуры и быть сравнимы по величине. При этом можно предположить, что константа J_2 обязана своим происхождением появлению полупроводниковой прослойки.

Таким образом, в зависимости от внешнего магнитного поля и температуры в системах TM/RE (TM – переходный металл RE – редкая земля) реализуются различные типы магнитного упорядочивания. Многослойные структуры Fe/Gd и Co/Gd представляют примеры систем подобного вида. Эти

структуры представляют собой искусственные ферримагнетики, что обусловлено антиферромагнитным взаимодействием между ферромагнитными слоями, и существенно различными температурами Кюри этих слоев.

В структуре Fe/Gd низкотемпературная фаза соответствует ориентации намагниченности Gd вдоль магнитного поля, а намагниченности Fe в противоположном направлении. В высокотемпературной фазе магнитные моменты Fe направлены вдоль магнитного поля, а намагниченность Gd ориентирована в противоположном направлении. В системе Fe/Gd также может реализовываться скошенная фаза, в которой намагниченности слоев Fe и Gd ориентированы под произвольным углом к направлению внешнего магнитного поля

Межслойное взаимодействие в системах TM/X/RE через металлическую прослойку остается пока слабо изученным [57-61].

1.4 Применение систем переходный металл/полупроводник

Разнообразие явлений в полупроводниковых материалах довольно большое. Электропроводностью полупроводников можно управлять посредством температуры, света, электрического поля, механических усилий. Полупроводниковые материалы можно эффективно сочленять с оптическими элементами. Полупроводник способен образовать электронно-дырочный переход и т.д.

Магнитные материалы также обладают большим спектром явлений и эффектов. Это управление током путем изменения распределения намагниченности в материале. Использование электропитания для поддержания намагниченности в материале (энергозависимость). Вращение плоскости поляризации света при взаимодействии с магнитным материалом и др.

Сочетание же магнитных систем с полупроводниками, образовавшее так называемую полупроводниковую спинтронику, дает основания ожидать весьма разнообразные свойства таких систем [62].

Направления развития полупроводниковой спинтроники выделяют в три направления:

- 1) Изучение систем ферромагнитный материал/немагнитный полупроводник или «гибридные структуры».

Решая задачу эффективной инжекции спин-поляризованного тока из магнитного металла в полупроводник, Г. Шмидт [63] выявил, что между контактирующими материалами, появляется «рассогласование проводимостей». Решение этой проблемы, возможно с помощью спин зависимого поверхностного сопротивления, обычно в туннельном переходе.

Это привело к идее создания полупроводниковых инжекционных лазеров и светодиодов.

- 2) Изготовление магнитных полупроводников.

Ферромагнитные полупроводники, с одной стороны, были бы источниками спин-поляризованных электронов, а с другой – легко интегрировались бы с традиционными полупроводниковыми устройствами. Зонная структура магнитного полупроводника имеет зону, которая образуется d- и f-электронами атомов переходных или редкоземельных элементов. Идеальный ферромагнитный полупроводник должен иметь температуру Кюри (температура, при которой ферромагнетик теряет свои свойства) выше комнатной температуры и допускать создание зон с n- и p-проводимостью в одном монокристалле [64, 65].

3) Самое развитое направление, в котором изучаются спин-поляризованные токи, обусловленные спин-орбитальными эффектами Холла, Рашбы, Дрессельхауза.

Работы в этих направлениях, привели к разработке следующих приборов:

Спиновый диод. Идея спинового двухконтактного диода впервые была предложена Мэтьюусом [66, 67]. В основе работы спинового светоизлучающего диода (три ферромагнитных слоя, разделенные слоями парамагнетика) лежит явление формирования циркулярно-поляризованного излучения в результате рекомбинации спин-ориентированных носителей. В будущем планируется использовать спиновые диоды как элементарные ячейки *MRAM-памяти*.

Одноэлектронный транзистор. Принцип работы транзистора состоит в том, что металлический или полупроводниковый «наноостровок» - между электродами, благодаря кулоновской блокаде, не пропускает электроны через эту область. Но управляя потенциалом на затворе, можно пропускать через спин-блокирующую систему одиночные электроны. Кроме того, одноэлектронный транзистор позволяет создавать на его основе устройства, которые могут служить *ячейкой компьютерной памяти*.

Спиновый транзистор Джонсона. Если на коллектор (ферромагнетик) подается потенциал, в цепи эмиттер (ферромагнетик) – база (парамагнетик),

происходит накопление электронов с ориентацией спинов вверх/вниз. Ток коллектора теперь будет зависеть от того, параллелен ли его магнитный момент или антипараллелен намагниченности эмиттера.

Транзистор Монсма. К разным слоям структуры ферромагнетик/Si/ферромагнетик/Si с примесями, прикладывается специально подобранное напряжение. В интерфейсах между кремнием и металлом формируются барьеры Шоттки, которые поглощают напряжения смещения, приложенные между парами контактов. Это позволяет инжектировать неполяризованные «горячие» электроны от полупроводникового эмиттера в металлическую базу с энергией выше энергии Ферми.

SPICE-транзистор. Транзистор с инжектированием спин-поляризованного тока эмиттера в электрически экранированную область устройства. Межфазные границы эмиттера и коллектора могут быть реализованы p-n-переходами, барьерами Шоттки либо спин-туннельными переходами. Электрическими характеристиками SPICE-транзистора можно управлять, меняя внешнее магнитное поле.

Спин-полевой транзистор Датта-Даса. Спин-поляризованные носители покидают исток со спинами, параллельными намагниченности ферромагнетика, и прецессируют при движении благодаря эффекту Рашба. При достаточной величине напряженности магнитного поля (скорость движения электронов в данном случае весьма существенна) спины электронов изменяют ориентацию на противоположную. В результате сопротивление канала возрастает и ток уменьшается. При варьировании потенциала на затворе можно изменять проводимость устройства.

Лавинные фотодиоды. Суть процесса в том, что энергия образовавшегося под действием света электрона увеличивается под действием внешнего приложенного поля. Столкновение некоторых таких «горячих» электронов с электроном из валентной зоны может привести к возникновению новой электрон-дырочной пары, носители заряда которой также будут

ускоряться полем и могут стать причиной образования всё новых и новых носителей заряда.

Приемники инфракрасного излучения. Принцип приемника весьма прост: выброс носителей в зону проводимости широко зонного полупроводника (потенциального барьера) увеличивает проводимость в направлении, перпендикулярном слоям гетероструктуры.

Кроме того, перспективны следующие направления развития спинтроники:

Высокоскоростное переключение магнитного состояния.

Например, туннельный запоминающий элемент MRAM, состоящий из ферромагнитной пленки, спинового магнитного изолятора и металла переходной группы. Тогда время записи определялось бы магнитными свойствами металлов и изолятора.

Спин-электронные сенсоры позиционирования и движения.

На первое место встает усовершенствование спиновых магнитных сенсоров: повышение чувствительности, стабильности, надежности и подавление шумов.

Когерентная квантовая спинтроника.

Устройства, размеры которых настолько малы, что квантовая когерентность волновой функции электрона сохраняется поперек устройства, связывая входящие и выходящие электрические сигналы.

Квантовый компьютеринг.

Исследователи предсказывают широкое использование разработок спинтроники в сфере квантового компьютеринга.

«Линзы», «призмы».

С помощью металлических затворов специальной формы можно создавать такие потенциальные профили в плоскости двумерного электронного газа, которые будут играть роль «линз» или «призм» для баллистических электронов на границе раздела двух областей двумерного электронного газа с различной концентрацией носителей заряда.

1.5 Заключение

Таким образом, внедрение полупроводниковой прослойки заметным образом влияет на межслоевое обменное взаимодействие и кардинально – на магнитную динамику системы.

Приведенный обзор показывает, что использование полупроводниковых материалов в качестве прослойки в многослойных магнитных пленках значительно расширяет многообразие экспериментально наблюдаемых эффектов, что вселяет надежды на скорое их применение в практике. К настоящему времени уже обнаружены следующие новые проявления:

- температурно-зависимое межслоевое взаимодействие;
- зависимость обменных взаимодействий от легирующих примесей в полупроводнике;
- фотоиндуцированный вклад в межслоевой обмен;
- зависимость обменных взаимодействий от толщины ферромагнитного слоя;
- влияние магнитного поля на межслоевое взаимодействие;
- поведение, подобное спин-стекольному.

Основываясь на анализе литературных данных, была определена задача исследования.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной работе в качестве объектов исследования выбраны трехслойные магнитные пленки Co/Ge/Co с немагнитной прослойкой из германия. Кобальт выбран в силу высокой степени поляризации электронов проводимости.

Целью работы является отработка технологии получения магнитных пленок Co/Ge/Co и исследование особенностей магнитной структуры в зависимости от технологических условий. Экспериментальное исследование структурных, магнитных и резонансных свойств полученных пленок и изучение механизмов, ответственных за формирование магнитных свойств и межслоевых взаимодействий.

Для достижения этой цели, решаются следующие **задачи**:

- синтез трехслойных магнитных пленок Co/Ge/Co с различной толщиной немагнитного слоя германия, при разных скоростях осаждения слоев и температурах подложки;
- проведение паспортизации полученных образцов методами рентгеноспектрального флуоресцентного анализа и электронной микроскопии. Установление взаимосвязи шероховатости пленок и скорости их напыления методом атомно-силовой спектроскопии. Исследование соотношения магнитных фаз в зависимости от толщины полупроводниковой прослойки по 2^x импульсной методике спин-эхо ЯМР;
- изучение условий формирования фаз германидов кобальта в пленочном состоянии в зависимости от условий отжига;
- исследование магнитопольевых и температурных зависимостей магнитостатических и магниторезонансных характеристик с целью изучения межслоевых взаимодействий.

Глава 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

2.1 Синтез пленок Co-Ge. Ионно-плазменное распыление

Для получения пленок системы Co-Ge с различными толщинами слоев, использована установка лабораторного изготовления для распыления в низкотемпературной газоразрядной плазме низкого давления, с тремя электродами. Трехэлектродная система представлена на рисунке 23.

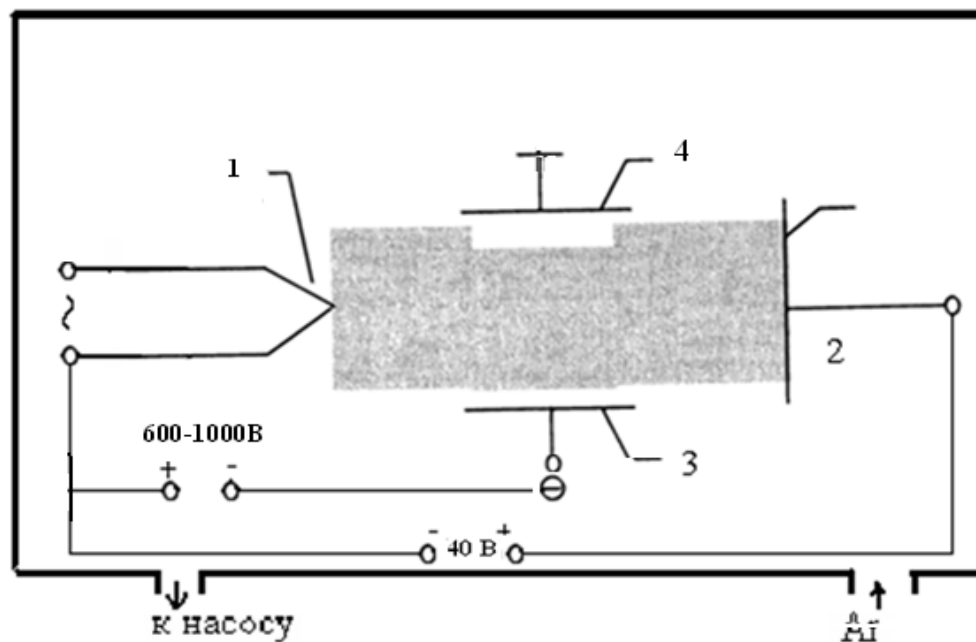


Рисунок 23. Трехэлектродная система. 1 - термокатод, 2- анод, 3- мишень, 4- держатель подложки

Вакуумный объем, содержащий анод и катод, откачивают до давления 10^{-4} Па с помощью вакуумного пластинчато-роторного насоса и масляного пароструйного диффузионного насоса, после чего производят напуск инертного газа (Ar до давления 10^{-1} Па). Далее работа осуществляется при проточном инертном газе. При напряжении между термокатодом и анодом порядка 40В возникает несамостоятельный тлеющий разряд, при этом разрядный ток достигает нескольких ампер.

После этого между мишенью и катодом подается высокое напряжение 600-1000 В. Положительные ионы инертного газа, источником которых является плазма тлеющего разряда, ускоряются в электрическом поле и

бомбардируют мишень, с энергией необходимой для распыления атомов материала.

Распылённые атомы в результате столкновения со стеклянной подложкой, находящейся напротив мишени, могут мгновенно упруго отразиться от подложки, а могут адсорбироваться и закрепиться на подложке, образуя зародыши. Плотность образования зародышей может зависеть от степени вакуума (плотности потока ионов аргона), энергии ионов аргона, температуры подложки, типов подложки, степени обработки подложки. Скорость осаждения составляет доли ангстрем в секунду. Между мишенью и подложкой расположена система заслонок, специально разработанная, для напыления систем Co-Ge.

Источник питания катода, низковольтный источник питания анода и высоковольтный источник питания мишеней смонтированы в шкафу управления. Со шкафа оператор также контролирует ионный ток на мишени.

В вакуумных насосах применяются масла алкарен- Д35С и Д24С разработанные в Институте химической кинетики и горения г. Новосибирска. Свойства приведены в приложении, таблица 1 и 2 соответственно, Масла алкарен обладают высокой термоокислительной стойкостью, низкой упругостью пара, не склонны к гидролизу под действием влаги воздуха, инертны к конструкционным материалам, нетоксичны, имеют хорошие триботехнические характеристики. Масла рекомендуется в качестве смазки для устройств, работающих в высоком вакууме.

Таблица 1 - Свойства масел Д35С.

Наименование параметра	Величина
Т кипения при 0,1 мм.рт.ст. °С	Выше 210
Предельное остаточное давление при 20 °С Па	$2,66 \cdot 10^{-1}$
Плотность при 20	0,900

Таблица 2 - Свойства масла Д24С.

Наименование параметра	Величина
Не менее 85-90% вещества выкипает в интервале, °С	180-210
Предельный вакуум без азотных ловушек в не прогреваемых системах в прогреваемых	$5,6 \cdot 10^{-6}$ $6,5 \cdot 10^{-7}$
Плотность при 20	0,900

Ионно-плазменное распыление выбрано в связи с тем, что оно имеет ряд достоинств:

1. Универсальность. Распыляться могут как металлы, так и полупроводники.
2. Безынерционность. Распыление происходит лишь тогда, когда на мишень подается напряжение.
3. Плотность ионов аргона зависит от тока между катодом и анодом. Энергия ионов аргона и распыленных с мишени атомов зависит от потенциала мишени. Плотность ионов аргона и их энергия регулируются независимо.
4. Расстояние между мишенью и подложкой может быть установлено меньше длины свободного пробега молекул и ионов в пространстве между мишенью и подложкой. Благодаря этому распыляемые атомы почти не испытывают столкновений при движении до подложки.
5. Материал мишени распыляется медленно. Это дает хорошую повторяемость состава пленок.
6. Адгезия пленки очень высока, что объясняется довольно высокой энергией попадающих на подложку распыленных атомов и предварительной очисткой поверхности подложки тлеющим разрядом до напыления на нее материала мишени.

2.2 Структурные методы исследования

2.2.1 Рентгеноструктурный метод

Для нахождения толщины всей полученной пленки и каждого слоя в отдельности применяется метод рентгеноспектрального флуоресцентного анализа (РСФА).

Метод рентгеноспектрального флуоресцентного анализа, основан на использовании характеристического вторичного рентгеновского излучения вещества (составляющих его атомов), возникающего в результате облучения образца жестким излучением рентгеновской трубки, так называемым первичным спектром.

РСФА пленок выполнен на спектрометре S4Pioneer. Принцип действия спектрометра основан на возбуждении рентгеновской флуоресценции контролируемых элементов излучением рентгеновской трубки мощностью 2,7кВт, с последующим анализом вторичного характеристического излучения, при помощи отражения от кристалла-анализатора. Спектрометр позволяет настроиться на определённую длину волны вторичного рентгеновского спектра анализируемого элемента и зарегистрировать в течение заданного оператором времени интенсивность от плёночных образцов. Типичное время измерения 10-20 секунд на элемент. Сравнение интенсивности вторичного излучения от образца неизвестной толщины с интенсивностью эталонного образца, позволяет определять искомую толщину образца.

Измерение состава пленок с толщиной 10нм. и более происходит с точностью 2÷5%. Такая же точность гарантируется для измерения толщины пленок.

Схема рентгеновского спектрометра S4Pioneer представлена на рисунке 24.

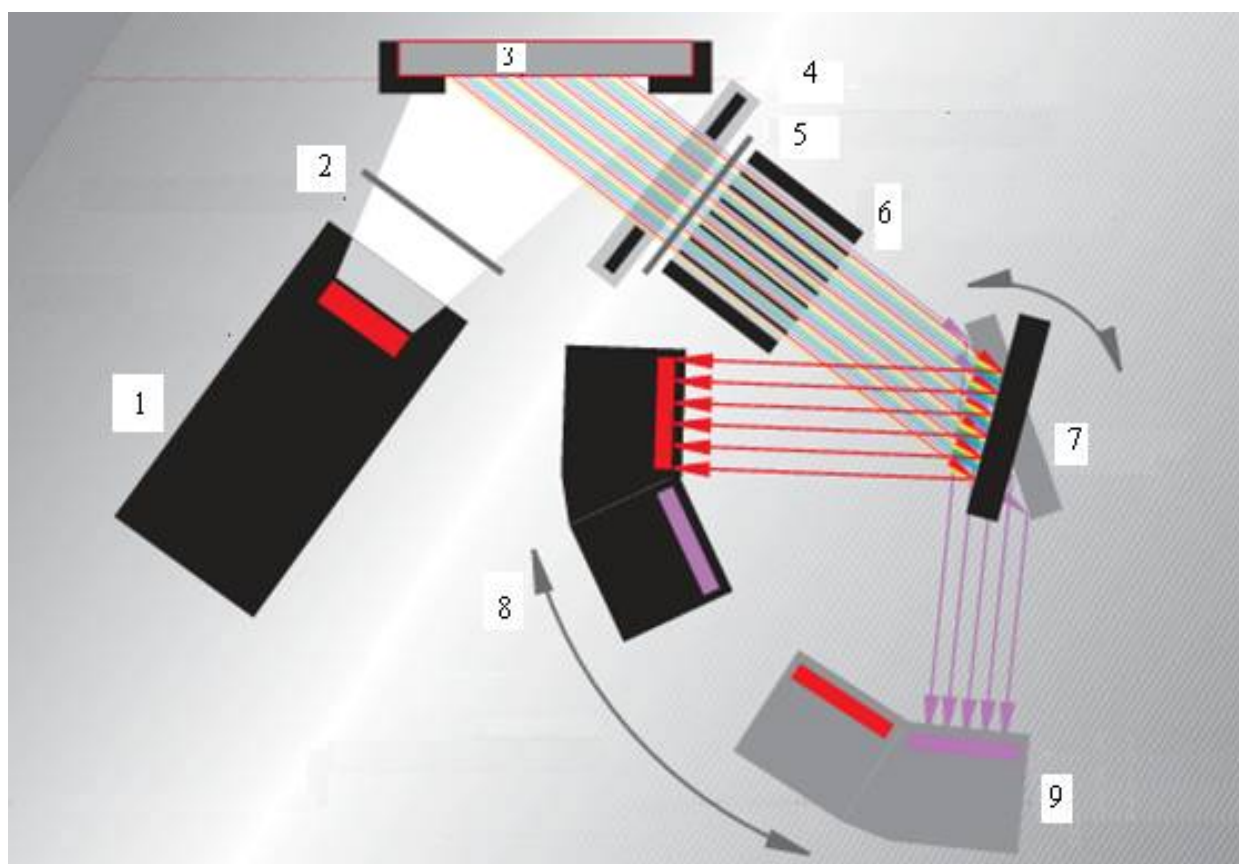


Рисунок 24..Схема рентгеновского спектрометра S4Pioneer:
 1 – рентгеновская трубка; 2 – фильтр первичного пучка; 3 – анализируемый образец; 4 –коллиматорная маска; 5 – вакуум затвор; 6 – коллиматор; 7 – кристалл-анализатор; 8 – проточный пропорциональный счетчик; 9 – сцинтилляционный счетчик.

2.2.2 Электронно-микроскопические исследования

Исследование микроструктуры и фазового состава на просвет проводились на электронном микроскопе ПРЭМ-200.

Принцип работы ПРЭМ-200 следующий. Нагреваемый катод из вольфрама служит источником электронов. Катод электрически изолирован от остальной части прибора, Электроны ускоряются сильным электрическим полем, создаваемого катодом (потенциалом порядка -200кВ . относительно других электродов). Электрическое поле между катодом и фокусирующим электродом действует как собирающая линза, а между фокусирующим анодом и анодом как рассеивающая линза. Совместное действие их позволяет получить узкий и интенсивный пучок быстро летящих электронов. Поскольку

электроны сильно рассеиваются веществом, в колонне микроскопа, где движутся электроны, высокий вакуум.

Далее электронный пучок попадает на образец, помещаемый в микроскоп специальным держателем. Дальнейший ход лучей приведен на рисунок 25. Микроскоп позволяет увидеть изображение поверхности образца или дифракционную картину образца.

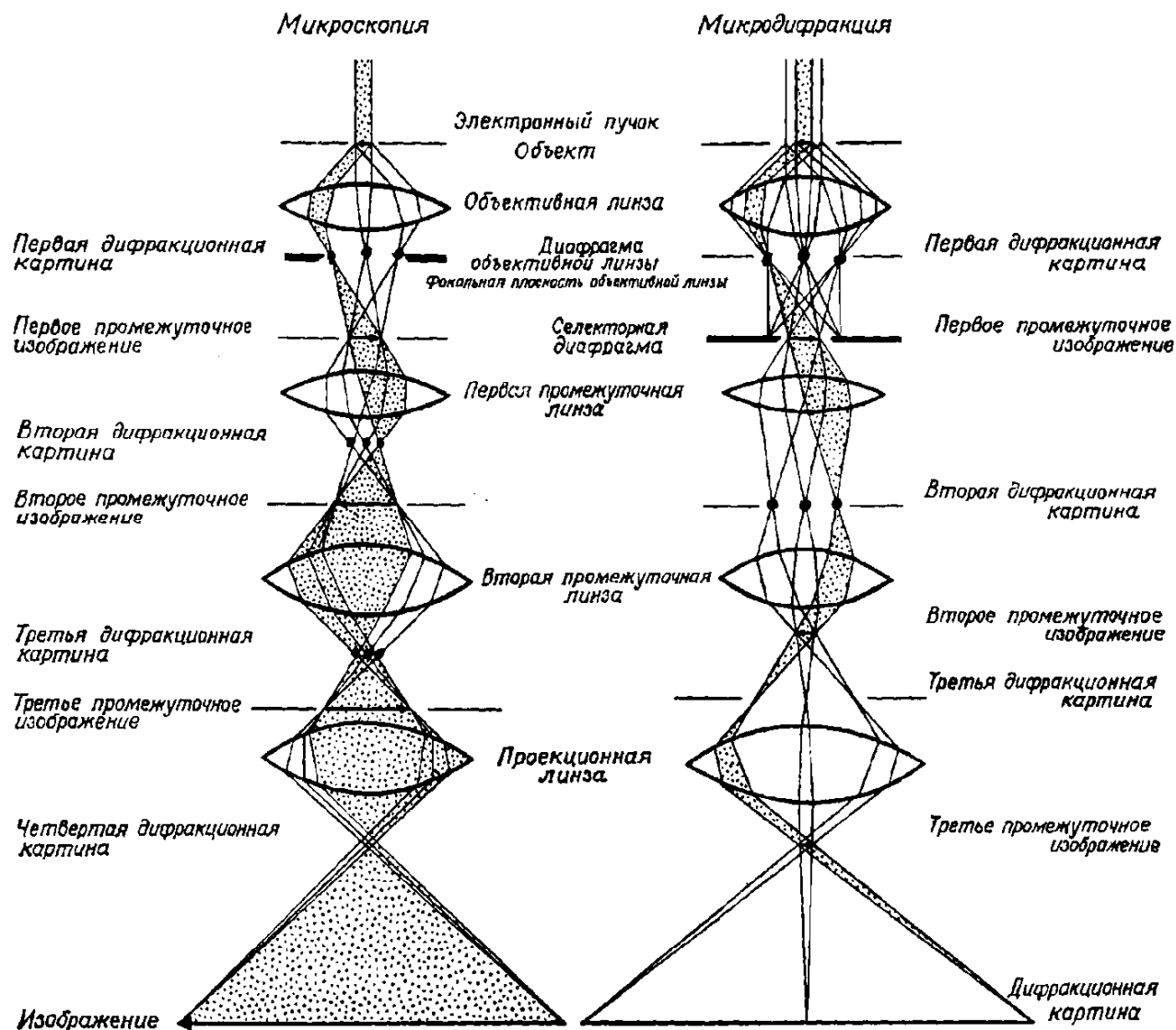


Рисунок 25. Ход лучей в электронном микроскопе просвечивающего типа при микроскопии и микродифракции.

Изображение образца фотографируется специальным фотоаппаратом, встроенным в установку.

Разрешающая способность приборов при работе в режиме высокого разрешения составляет по точкам 0,8 нм. Диапазон электронно-оптического увеличения в режиме высокого разрешения от 100х до 850000х раз.

2.2.3 Атомно-силовая микроскопия

Структура поверхности пленок исследовалась на сканирующем зондовом силовом микроскопе (СЗСМ) Veeco MultiMode Nano ScopeIIIa SPM System.

В основе работы СЗСМ лежит силовое взаимодействие между зондом и поверхностью. Для регистрации взаимодействия используется специальный зондовый датчик (кантилевер) (см. рисунок 26), представляющий собой упругую консоль, на конце которого расположен острый зонд (игла с диаметром вершины 8-12 нм).

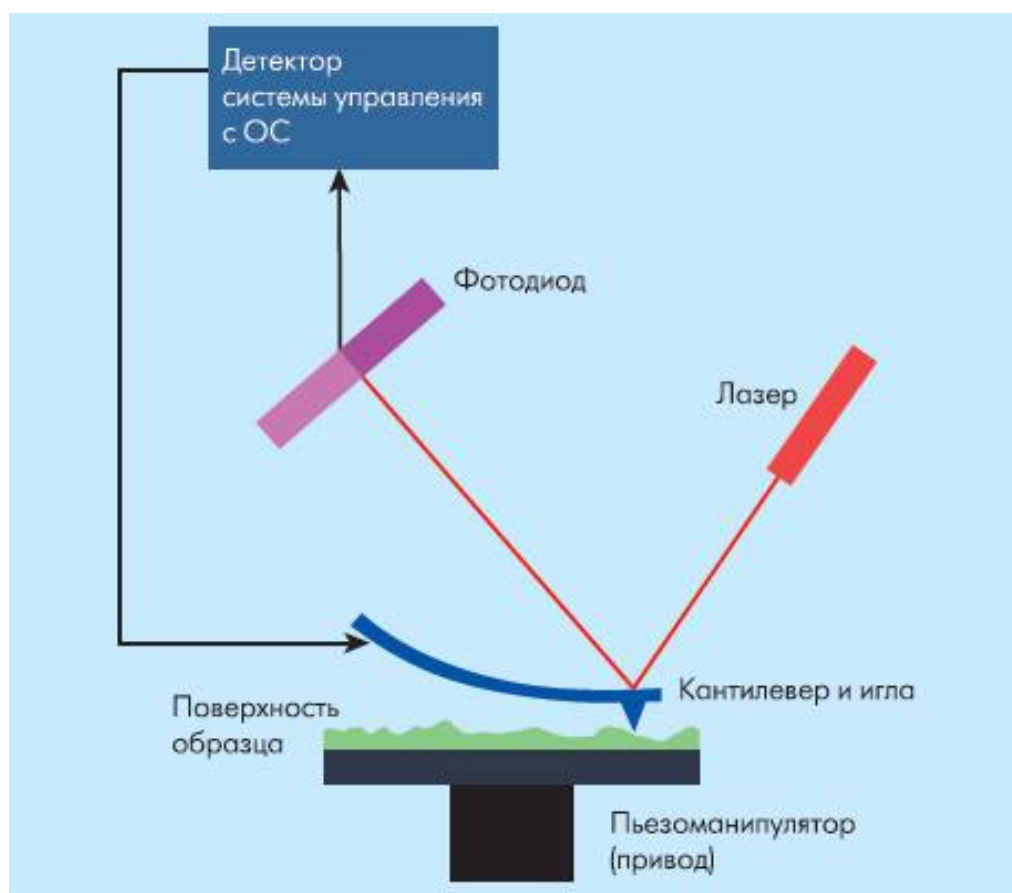


Рисунок 26. Блок схема СЗСМ.

Зонд огибает профиль поверхности образца, перемещаемого в горизонтальной плоскости с помощью пьезоманипуляторов по двум взаимно-перпендикулярным осям.

Получение изображений рельефа поверхности связано с регистрацией изменения амплитуды и фазы колебаний кантилевера с помощью оптической системы в режиме прерывистого («полуконтактного») режима. Кантилевер совершает вынужденные колебания с помощью специального пьезоэлемента. Кантилевер колеблется с частотой несколько ниже резонансной с амплитудой порядка 20–100 нм. Амплитуда колебаний кантилевера определяется по сигналу с фотодетектора, на который падает луч лазера, отражённый от кантилевера (рисунок 26).

Кантилевер подводится к поверхности так, чтобы в нижнем полупериоде колебаний происходило касание поверхности образца. Взаимодействие кантилевера с поверхностью состоит из ван-дер-ваальсовского взаимодействия, к которому в момент касания добавляется упругая сила, действующая на кантилевер со стороны поверхности.

Кантилевер сделан из кремния, покрытого слоем сурьмы. Исследование образцов осуществляется на площадях от 1х1 мкм до 150х150 мкм, с разрешением до 1 нм.

Основным преимуществом режима прерывистого контакта перед контактным режимом является кажущееся исчезновение латеральных сил, тем самым зонд не царапает образец. Кроме того, прибор имеет высокую стабильность процесса сканирования, низкий уровень шумов, автоматизацию основных пользовательских процедур, включая поиск резонансной частоты кантилевера.

К недостатку режима прерывистого контакта можно отнести относительно низкую скорость сканирования. В этом режиме снятие полного скана занимает обычно 10–20 минут.

2.3 Магнитные измерения

2.3.1 СКВИД – магнетометр

Магнитные характеристики образцов были получены на СКВИД-магнетометре MPMS-XL.

По существу, СКВИДы представляют собой преобразователи типа «магнитный поток-напряжение» и позволяют измерять практически любые физические величины, которые можно преобразовать в магнитный поток

Основой для высокоточного измерения магнитного момента в данном приборе служит СКВИД-датчик или просто СКВИД (от английского SQUID – super conducting quantum interference device – сверхпроводниковые приборы функциональной электроники, обладающие чрезвычайно высокой чувствительностью $\approx 10^{-29}$ Дж/Гц). СКВИД представляет собой сверхпроводящее кольцо с одним или двумя джозефсоновскими переходами.

Принцип работы СКВИДов основан на совместном использовании двух физических явлений: 1) эффект квантования магнитного потока внутри замкнутого сверхпроводящего контура, 2) туннельный эффект Джозефсона.

Обычно при измерениях на СКВИД-магнетометре исследуемые образцы размером 0.5 см^2 , помещаются в однородное магнитное поле, создаваемое сверхпроводящим соленоидом. Временная стабильность магнитного поля достигается путем закорачивания концов обмотки соленоида, вследствие чего магнитный поток оказывается квантованным. Поскольку сам СКВИД - датчик должен быть расположен вне зоны действия поля соленоида, намагниченность образца регистрируется при помощи сверхпроводящего трансформатора магнитного потока, передающего сигнал от образца к СКВИДу. Сигнальные катушки трансформатора потока включаются, как правило, по градиентометрической схеме и образуют астатическую систему. При введении образца в одну из сигнальных катушек изменение магнитного потока передается к СКВИДу, на выходе последнего появляется полезный сигнал, пропорциональный намагниченности образца. Вся конструкция

заэкранирована сверхпроводящими экранами и погружена в жидкий гелий. Для температурной развязки образца от гелиевой ванны служит антидьюар с вакуумным зазором.

Магнитные данные были получены на СКВИД-магнетометре, действующем в диапазоне температур $T = 4.2 \div 300$ К и в магнитных полях $H \leq 800$ Э. в геометрии, когда магнитное поле лежало в плоскости пленки. Перед каждым измерением пленка сначала помещалась в демагнетизатор и затем охлаждалась в нулевом магнитном поле (режим ZFC).

2.3.2 ЯМР

Поскольку для каждой магнитной фазы кобальта имеется свой частотный интервал, то для определения фазового состава кобальта в пленках использовался спектрометр ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Измерения спектров ЯМР проводились по 2х импульсной методике спин-эхо.

Явление ядерного магнитного резонанса заключается в резонансном поглощении или испускании электромагнитной энергии системой ядерных магнитных моментов, находящихся в магнитном поле.

Работой всех узлов импульсного спектрометра ЯМР (блок-схема на рисунке 27) управляет программатор. Радиочастотный генератор (2), создает короткие (0,2-2 мксек) импульсы высокочастотных (ВЧ) колебаний, которые подаются на датчик с блоком настройки (3). Датчик представляет собой плоскую катушку, в которую помещается исследуемый образец, при ориентации оси легкого намагничивания перпендикулярно магнитному полю. Длительность зондирующих высокочастотных импульсов магнитного поля была $0.2 \div 1.0$ мкс, расстояние между ними $4 \div 5$ мкс. Далее сигнал из катушки с образцом попадает в предварительный усилитель высокой частоты (ПУВЧ 4), который улучшает в 10 раз отношение сигнал-шум. Предварительный усилитель является широкополосным 200-500 МГц, чувствительность (собственные шумы) 1мкВ. Затем сигнал попадает в измерительный приемник

П-52 (4), имеющий рабочий диапазон частот от 150 до 400 МГц, а чувствительность 10-15мкВ. Программатор согласован с предварительным усилителем и осциллографом. После того как проходят оба РЧИ, программатор подает в предварительный усилитель СТРОБ-импульс, чтобы открыть ПУВЧ. Все сигналы наблюдаются на осциллографе (5).

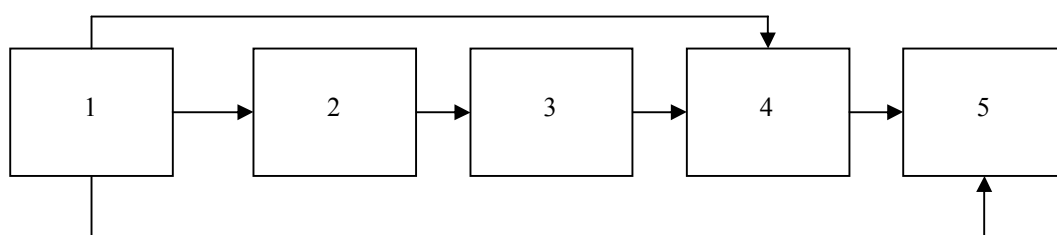


Рисунок 27. Блок-схема импульсного спектрометра ЯМР

- 1 – программатор;
- 2 - генератор РЧИ;
- 3 – датчик с образцом и блоком настройки;
- 4 – предварительный усилитель и измерительный приемник;
- 5 – осциллограф, синхронизируемый программатором

Явление ЯМР можно обнаружить сравнительно простыми радиотехническими методами, что является преимуществом метода ЯМР.

2.4 Магниторезонансные измерения. ЭПР

В процессах магнитной динамики каждая магнитная подсистема имеет собственную частоту колебаний, которые являются чувствительными к изменениям внутренних магнитных полей [68]. Поэтому мы применили ЭМР для определения межслоевых взаимодействий в трехслойных пленках (Co/Ge/Co).

Спектры электронного магнитного резонанса снимались на спектрометре «Bruker E 500 CW EPR» (рисунок 30), действующем на частоте $\omega_{\text{MWF}} = 9.2$ ГГц. Спецификой метода электронного магнитного резонанса является то, что он чувствителен к деталям взаимодействий ответственных за формирование магнитного состояния. В эксперименте магнитное поле лежало в плоскости пленки. Измерения проводились в диапазоне температур 100 - 500K.

ЭПР-магнитометры это компактные высокочувствительные магнитометры, предназначенные для компонентно-векторных измерений слабых магнитных полей и их вариаций, включая измерения геомагнитного поля Земли. Пороговая чувствительность 1 нТл. Процесс сбора данных полностью автоматизирован, программное обеспечение позволяет синхронизировать результаты измерений по абсолютному времени и координате.

Глава 3. ТЕХНОЛОГИЯ СИНТЕЗА ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК Co/Ge/Co.

Перед получением образцов магнитных пленок Co/Ge/Co был осуществлен ряд технологических работ по подготовке к напылению.

1. В установке лабораторного изготовления для ионно-плазменного распыления, была разработана и изготовлена система заслонок. Заслонки необходимы для обеспечения синтеза нужного материала и его очистки перед напылением.

2. Разработана схема приготовления подложки для последующего получения пленок на ней.

3. Распланирован процесс синтеза образцов с учетом новой системы заслонок.

4. Проведены предварительные исследования для определения технологических параметров напыления и выбора толщин пленок Co/Ge/Co.

Подробное описание проведенных работ приведено далее.

3.1 Система заслонок

Для получения тонких магнитных пленок Co/Ge/Co на установке лабораторного изготовления для ионно-плазменного распыления была разработана система заслонок, расположенных между мишенью и держателем образцов.

Над мишенью с распыляемыми материалами расположена основная заслонка (рисунок 28), которая перемещается вдоль мишени, открывая определенный материал, а остальные, оставляя закрытыми. Положение заслонки регулируется специальным устройством, расположенным снаружи вакуумной камеры.

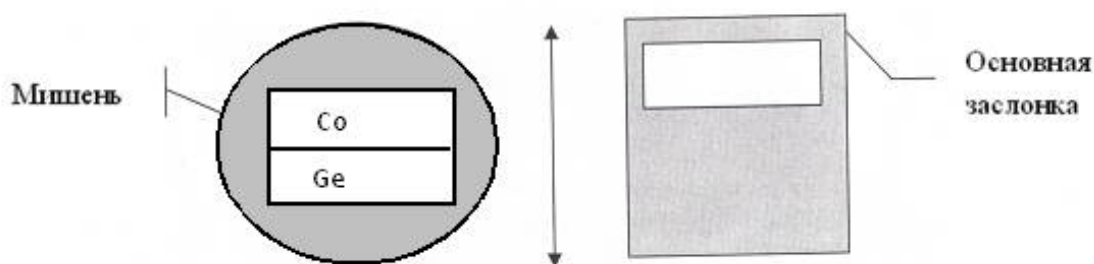


Рисунок 28. Мишень и основная заслонка.

Над основной заслонкой расположена заслонка для предварительного «отпыления» (рисунок 29).

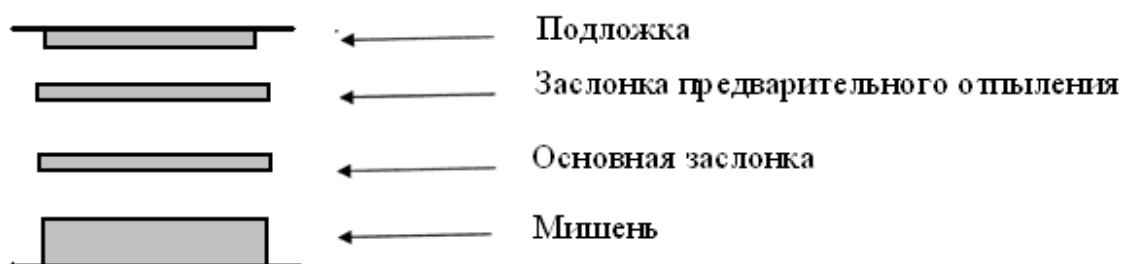


Рисунок 29. Расположение заслонок.

Материал с мишени напыляется на заслонку предварительного «отпыления», когда она закрыта, при открытой основной заслонке. Это необходимо для того, чтобы очистить материал от возможных загрязнений, и т. п., которые могут попасть на материал во время установки подложки или других каких-либо действий оператора. Только после этого можно напылять материал собственно на подложку.

3.2 Приготовление подложки

Подложку (покровное стекло), на которой происходит формирование пленки, перед напылением на нее материала, необходимо отмыть от загрязнений. Этот процесс заключается в следующем:

1. Механическая очистка водным раствором моющего средства.
2. Промывка в дистиллированной проточной воде.
3. 15 минутная выдержка в растворе моющего средства при $T=353\text{ K}$.

4. Промывка в дистиллированной проточной воде.
5. 15 минутная выдержка в кипящей перекиси водорода.
6. Промывка дистиллированной водой.
7. Сушка в изопропиловом спирте, до полного удаления влаги.

Далее производим плазменную очистку поверхности подложки на сверхвысоковакуумной установке фирмы Omicron в течении 5 минут при мощности 30Вт в проточной атмосфере аргона. На рисунке 30 приведено изображение поверхности подложки, сделанное на сканирующем зондовом силовом микроскопе. Видно, что после плазменной очистки, поверхность стекла становится более ровной, шероховатости практически пропадают.

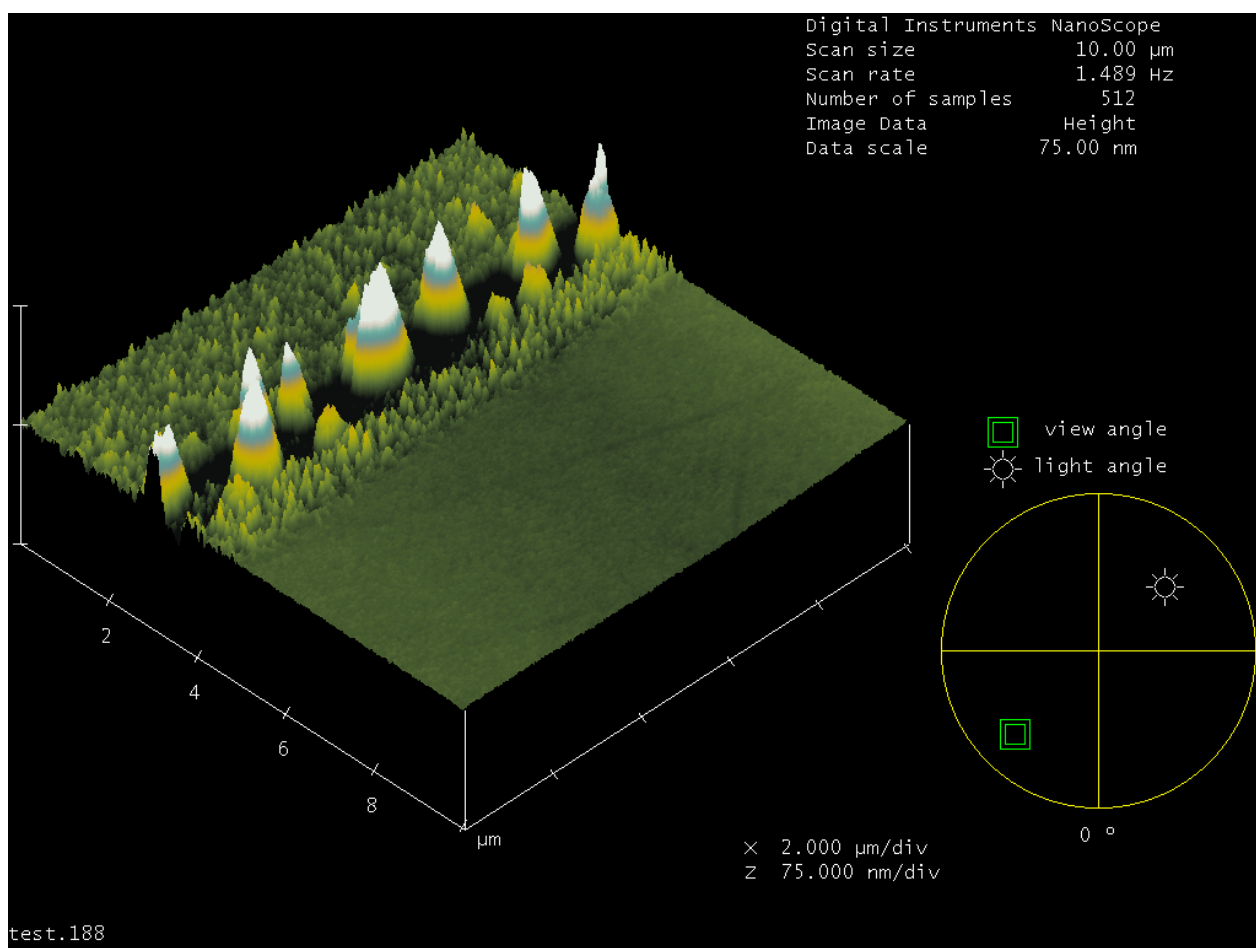


Рисунок 30. Поверхность подложки при плазменной очистке.

3.3 Процесс напыления

Процесс синтеза пленок разработан с учетом новой системы заслонок.

Перед напылением в рабочую камеру устанавливается подложка. Разогревается катод до температуры эмиссии электронов. После достижения высокого вакуума напускается рабочий газ – аргон, до рабочего давления. Подается напряжение на анод, для зажигания плазмы. Устанавливается ток на аноде. Перед напылением, основной заслонкой открывается мишень Со и «отпыляется» на заслонку предварительного «отпыления». Таким же образом «отпыляется» Ge. Далее открывается основная заслонка и согласно выбранной программе напыляются материалы на подложку. После окончания процесса напыления: останавливается поток рабочего газа, отключается ток катода, медленно охлаждается катод, производится выдержка в высоком вакууме и вынимается готовый образец.

3.4 Подбор технологических параметров эксперимента

Для пленок кобальта и германия была установлена зависимость толщины пленки от тока анода (рисунок 31). Ток катода подобран оптимально для данной установки. Результаты были необходимы для определения технологических параметров синтеза.

Проводя структурные исследования, описанные в главе 4, установлено, что структура образцов может зависеть от следующих технологических условий:

- 1) От скорости напыления.

Установлено, что при увеличении скорости увеличивается доля гексагональной части кобальта. При уменьшении скорости, образуется структура, подобная рентгеноаморфной.

- 2) От температуры подложки.

Температура подложки подобрана 100°C . При ее увеличении, образуются неравновесные фазы, плохая повторяемость пленок. При понижении температуры ухудшается адгезия.

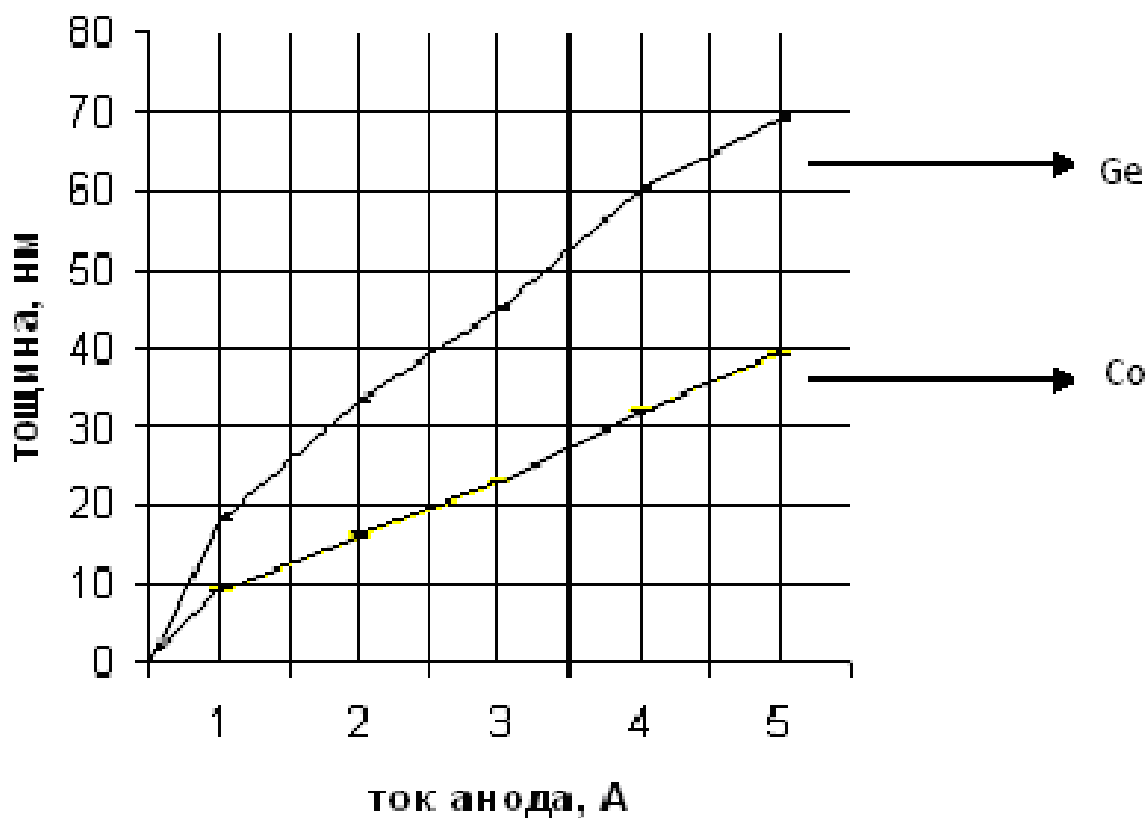


Рисунок 31. Зависимость толщины пленки от тока анода. Время напыления 900с.

Намагниченность чисто кобальтовой пленки в зависимости от её толщины, как видно на рисунке 32, довольно сильно зависит от толщины при малых толщинах ($t_{\text{Co}} \leq 6 \text{ нм}$) и выходит на насыщение при толщинах $t_{\text{Co}} \geq 10 \text{ нм}$.

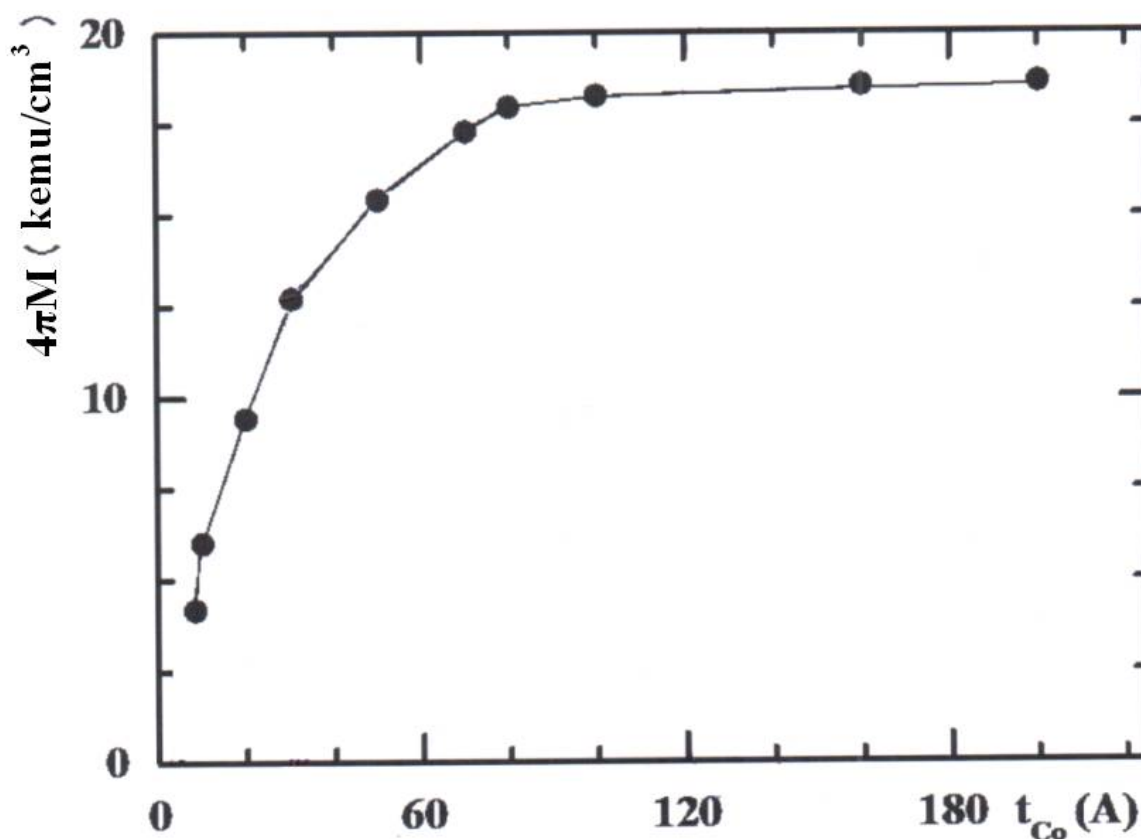


Рисунок 32. Зависимость намагниченности кобальта от его толщины. $T=300$ К.

При толщине слоя кобальта меньше 0.5 нм магнитный момент у пленки отсутствует. Эти данные были получены на поликристаллических пленках в магнитном поле $H = 30$ кЭ, которое лежало в плоскости пленки. Подобное наблюдается в многослойных структурах системы ферромагнитный металл/полупроводник. Так в пленках $(Co/Si)_n$ [69] магнитный момент исчезает при толщине ферромагнитного слоя $t_{Co} \sim 1.2$ нм, а в пленках $(Co/Ge)_n$ [70] – при толщине $t_{Co} \sim 2.0$ нм, что, по-видимому, связано с образованием «мертвого слоя» на границе раздела ферромагнитный металл-полупроводник.

Рабочий диапазон толщин кобальта выбран: 12-16 нм, для того чтобы:

во-первых, при неконтролируемых изменениях толщины магнитного слоя намагниченность кобальтового слоя была стабильной [71].

во-вторых, чтобы зеемановское взаимодействие было по возможности малым и не затухивало межслоевое взаимодействие.

В итоге было получено несколько серий образцов, с переменными толщинами слоев кобальта и германия с варьируемыми скоростями осаждения. Наиболее выраженные свойства были обнаружены в двух сериях образцов:

Серия I — $t_{Co} = 13 \pm 0.3$ нм, толщина германия переменная, для кобальта скорость составляла 9 нм/мин, а для германия около 7.2 ± 1.2 нм/мин.

Серия II — $t_{Co} = 15.0 \pm 0.3$ нм, а толщина германия переменная, для кобальта скорость составляла 0.9 нм/мин, а для германия около 0.72 ± 0.12 нм/мин.

Поэтому основные результаты описаны преимущественно для этих двух серий пленок.

Глава 4. СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

4.1 Электронная микроскопия

Электронно-микроскопические исследования, (подробно представлены в работе [75]), показали, что микроструктура пленок Γ^0 типа представляет собой мелкие частицы серого и белого цвета. Получено, что микродифракции от областей с белыми образованиями и без них полностью идентичны, как по набору дифракционных рефлексов, так и по их интенсивностям. Электронограммы имеют вид уширенных поликристаллических колец. Из результатов расшифровки электронограмм следует (таблица 3), что по своему составу магнитные слои представляет смесь фаз. Так, например, для пленки с $t_{\text{Ge}} = 1.9$ нм с достаточной уверенностью можно говорить о присутствии гранецентрированной кубической фазы кобальта (fcc), поскольку наблюдаются довольно сильные рефлексы при $d = 0.107, 0.125$ и 0.205 нм. (JCPDS card No.15-0806). А также небольшого количества гексагонального плотноупакованного кобальта (hcp), т.к. веден слабый рефлекс при $d = 0.192$ нм и, возможно уширенный и смещенный рефлекс, при $d = 0.2165$ нм (JCPDS card No. 05-0727). Остается еще сильно размытый рефлекс, который мы центрировали при $d = 0.262$ нм. Он может быть отнесен либо к модифицированной фазе соединения CoGe, либо, к чему мы более склоняемся, к наложению рефлексов от рентгеноаморфных фаз кобальта (am) и германия. Для этой пленки не наблюдается четких рефлексов, присущих кристаллическому fcc кобальту.

Таблица 3 - Расшифровка структуры Co/Ge/Co.

Co/Ge/Co (SAED -1b) C=58.7 (area with particles)				Co/Ge/Co (SAED -2b) C=58.7 (area with particles)				Co/Ge/Co (SAED -3b) C=58.7 (area with particles)				Co (JCPDS card no. 05-0727) P63/mmc (194) a=2.5031Å, c=4.0605 Å				Co (JCPDS card no. 15-0806) Fm3m (225) Fm3m (227) a=5.6376Å, a=3.5447Å,			
D(mm)	d(Å)	I(rel)		D(mm)	d(Å)	I(rel)		D(mm)	d(Å)	I(rel)		d(Å)-Int-h k l	Int	h k l		d(Å)-Int-h k l	Int	h k l	
18.0	3.27	Mean halo															3.266	100	1 1 1
		Very weak																	
22.9	2.56											2.165-20-100							
28.9	2.03																		
	±0.06																		
	+0.3	weak halo		28.8	2.04±0.15	Mean halo		28.7	2.04±0.08	Very very halo		2.023-60-002				2.047-100-111	2.00	57	2 2 0
												1.91-100-101							
33.7	1.74	mean														1.712-40-200	1.706	39	3 1 1
40.1	1.46	Very weak		38.5	1.32	Very very weak		39.6	1.48	Very very weak		1.480-1-102					1.414	7	4 0 0
				46.9	1.23	weak		46.3	1.26	weak		1.252-80-110				1.253-25-220	1.298	10	3 3 1
				50.6	1.16	weak		50.6	1.16	weak		1-149-80-103					1.1547	17	4 4 2
52.9	1.11	weak		54.9	1.07	weak		55.0	1.07	weak		1.0835-20-200					1.0888	7	5 5 1
												1.066-80-112							
												1.047-60-201				1.069-30-311	1.000	3	4 4 0
												1.015-20-004				1.023-12-222	0.9562	11	5 3 1
																	0.8946	6	6 2 0
																	0.8628	4	5 3 3
																	0.8166	2	4 4 4
																	0.7923	8	5 5 1

D- диаметр кольца, d - межплоскостное расстояние, I–интенсивность рефлекса, rel– относительность, h, k, l– кристаллографические индексы.

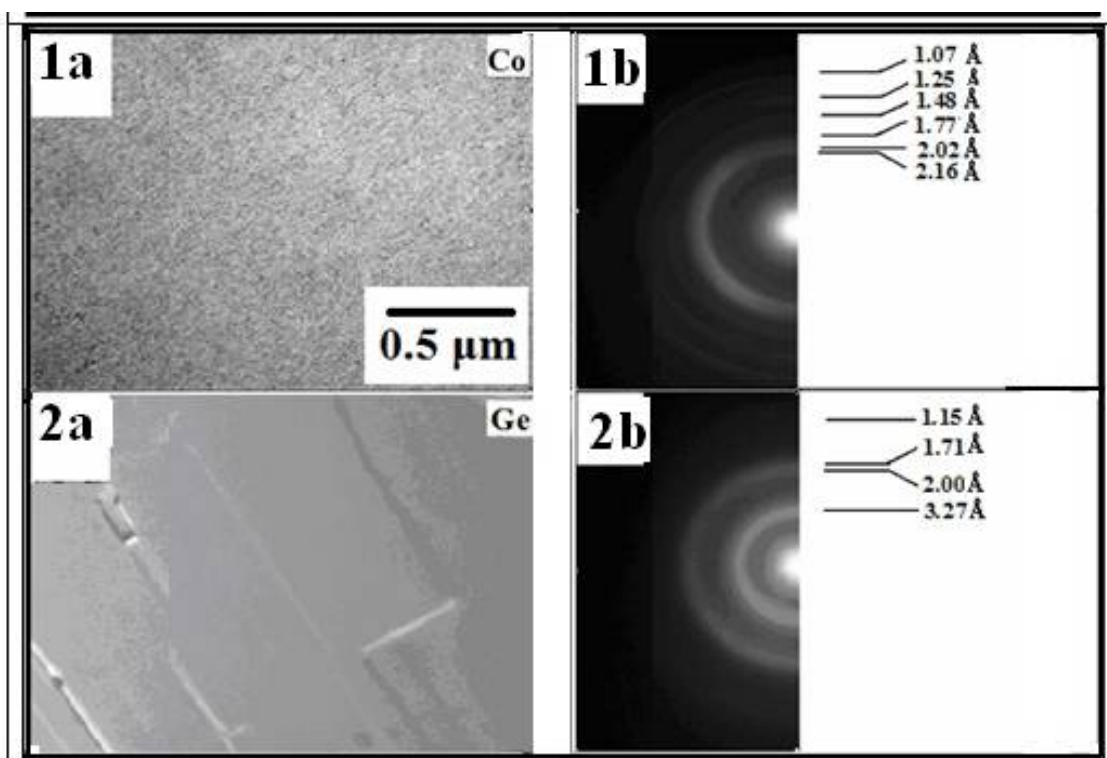


Рисунок 33. а – увеличенные снимки с участков пленки, вид сверху, б – электронная микродифракция этого же участка. Части 1 и 2 - первый слой кобальта и германия пленки Co/Ge/Co, соответственно (серия – II).

В другом предельном случае с $t_{\text{Ge}} = 11$ нм рефлексы более сильные по интенсивности, но их число небольшое. По-видимому, рефлексы с $d = 0.146$ нм и 0.242 нм могут быть отнесены к (hср) фазе, а интенсивное гало, центрированное на $d = 0.107$ нм, связано с присутствием фазы fcc германия. Гало с $d = 0.198$ нм сформировано как за счет фазы fcc германия, так и за счет смеси фаз кобальта. Предположение о смеси кобальтовых фаз делается на основании того, что центр дифракционного рефлекса находится посередине между положениями рефлексов $d_{111} = 0.2047$ нм (fcc фаза) и $d_{101} = 0.191$ нм (hср фаза), обладающих наибольшей интенсивностью. т.е. при увеличении толщины слоя в нем начинает превалировать равновесная фаза, так для кобальтовой пленки таковой является гексагональная фаза, а для германиевой пленки – кубическая.

Для случаев, когда толщина германия меняется в ряде $1,9 \rightarrow 11$ нм, вид электроннограммы меняется так, что гранулярность в кобальте просматривается более отчетливо, при этом происходит слипание гранул.

В случае пленок Π^{Co} ($t_{\text{Co}} = 15.0$ нм) типа данные электронной микроскопии представлены на рисунке 33 (части 1 и 2). В этом случае параллельно с напылением трехслойной пленочной структуры, в этом же цикле «напылялись» контрольные слои каждого элемента. Видно, что микроструктура слоев является практически однородной. Кобальтовый слой представляет собой преимущественно гексагональную фазу (параметры решётки: $a = 0.2503$ нм и $c = 0.40605$ нм). Это следует из того, что наблюдается практически полный набор рефлексов, характерный для (hcp) фазы кобальта со структурой $P6_3/mmc$, но поскольку кольца заметно уширены и перекрываются (рисунок 33, часть 1b), то, по-видимому, размеры кристаллитов очень мелкие (об этом чуть ниже) и ситуация пограничная с рентгеноаморфной. Для германиевого слоя (рисунок 33, часть 2b) четко идентифицируется кубическая fcc-фаза со структурой $Fm\bar{3}m$ (параметр решетки: $a = 0.56576$ нм).

Таким образом, из детального анализа полученных рефлексов, следует, что присутствие каких-либо фаз германидов не обнаружено.

4.2 Выявление фаз германидов кобальта

При исследовании полученных пленок Co/Ge/Co , было обнаружено необычное температурное поведение намагниченности в магнитных полях. Обнаружено резкое увеличение намагниченности, при некоторой T_{TM} , величина которой зависит от магнитного поля. С целью выяснения появления других фаз германидов кобальта, было проведено целенаправленное исследование, методом твердофазное реакции, возникновение других возможных фаз.

Исходные Ge/fcc-Co(001) и Ge/hcp-Co(110) плёночные структуры изготавливались методом термического испарения на монокристаллическую MgO(001) подложку в вакууме 10^{-6} Тор. В экспериментах использовались образцы с атомным отношением, близким к 3Ge:2Co. Толщина слоя каждого материала была порядка 50-100 нм. Для предотвращения твёрдофазной реакции между Ge и Co пленка Ge осаждалась при комнатной температуре. Полученные образцы отжигались в вакууме 10^{-5} Тор через 25 °С в течение 20 минут от 100 °С до 350 °С. Для идентификации образующихся фаз проводились рентгеноструктурные исследования на дифрактометре ДРОН-4-07 (Cu K_α - излучение). Рентгеноспектральный флуоресцентный метод использовался для определения химического состава и толщины плёнок. Измерения магнитной кристаллографической анизотропии и намагниченности насыщения проводились методом крутящих моментов в максимальном магнитном поле 18 кЭ. Все измерения проводились при комнатной температуре.

С целью получения эпитаксиального fcc-Co(001) слоя осаждение кобальта проводилось при температуре ~ 250 °С. Сильное и единственное дифракционное отражение (002)fcc-Co подтверждает формирование эпитаксиального fcc-Co(001) слоя (рисунок 34а). Образцы имели двухосную магнитную анизотропию с константой $K_2 = -(6.0-7.0) \cdot \text{эрг/см}^2$ (на объём плёнки Co). Лёгкие оси намагничивания плёнки fcc-Co совпадали с направлениями [110] и [1-10] подложки MgO(001), что указывает на существование ориентационных соотношений $[100](001)\text{fcc-Co} \parallel [100](001)\text{MgO}$ при эпитаксиальном росте кубического кобальта на поверхности MgO(001). Эти два фактора показывают кристаллическое совершенство исходных fcc-Co(001) слоёв, полученных в данных технологических условиях.

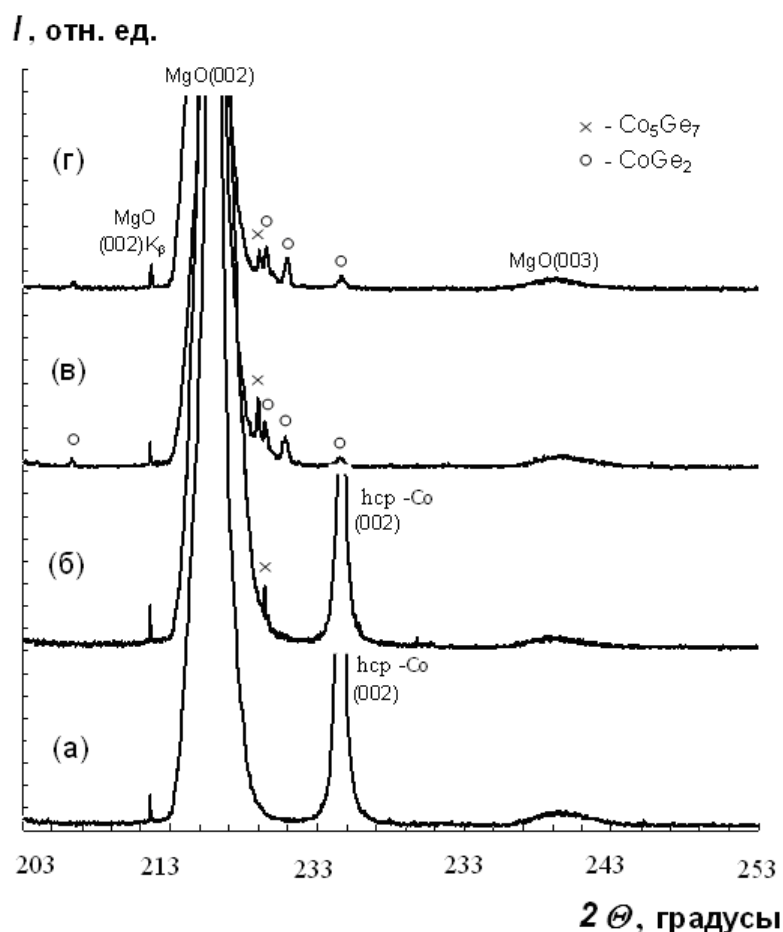


Рисунок 34. Дифрактограммы эпитаксиальной Ge/fcc -Co(001) плёночной системы от температуры отжига: (а) 20 °С, (б) 275 °С, (в) 300 °С, (г) 350 °С.

Эпитаксия Co на поверхности MgO(001) радикально меняется, если осаждение проводится при температурах $\sim (370-400)^\circ\text{C}$. Дифракционные отражения этих образцов показывают, что hcp-Co кристаллиты плоскостью (110) растут на (001) поверхности MgO (рисунок 35а). Анализ, сделанный в работе [72], показал, что hcp-Co(110) кристаллиты растут на MgO(001), следуя двум эпитаксиальным соотношениям hcp-Co(110)[001] || MgO(001)[110] и hcp-Co(110)[100] || MgO(001)[1-10]. Константа K_{eff} эффективной двухосной магнитной анизотропии hcp-Co(110)/MgO(001) плёнок имеет значение

$K_{\text{eff}} = (1.1-1.2) \text{ эрг/см}^2$. Энергия магнитной анизотропии E_K гексагонального кристалла (без учёта анизотропии в плоскости плёнки) имеет вид (3):

$$E_K = K_1 * \sin^2\varphi + K_2 * \sin^4\varphi + \dots, \quad (3)$$

где для hcp-Co $K_1 = 4.3 \cdot 10^6$ эрг/см², $K_2 = 1.2 \cdot 10^6$ эрг/см² и ϕ - угол между осью с и направлением намагниченности M_S [73]. Предполагая, что кристаллиты fcc-Co(110), растущие осью с, вдоль направлений [110] и [1-10] MgO, обменно связаны, и их объёмы равны, то константа $K_{eff} = K_2$ [73]. Равенство экспериментальных значений K_{eff} и K_2 подтверждает эпитаксиальный рост hcp-Co(110) кристаллитов на поверхности MgO(001).

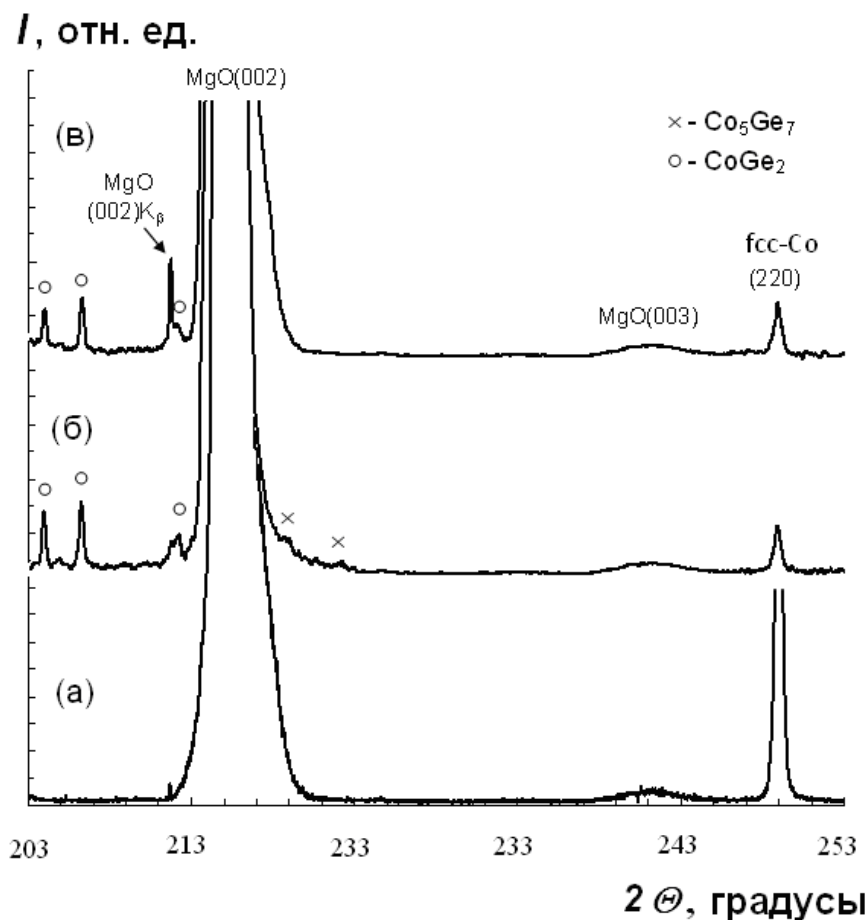


Рисунок 35. Дифрактограммы эпитаксиальной Ge/hcp-Co(110) плёночной системы от температуры отжига: (а) 20 °С, (б) 300 °С (в) 350 °С.

В пределах экспериментальной точности зависимости константы двухосной магнитной анизотропии K_2 , намагниченности насыщения M_S и сопротивления R от температуры отжига T_S для Ge/fcc-Co(001) и Ge/hcp-Co(110) плёночных систем имели одинаковый вид. На рисунке 36 приведены для этих образцов зависимости нормализованных величин K_2 , M_S и R от температуры отжига T_S . До температуры 300 °С значения K_2 и M_S не зависят

от T_S , что доказывает отсутствие перемешивания и формирования соединений на интерфейсе германия с кобальтом. При температуре в районе 275°C все образцы показывают уменьшение значений K_2 и M_S монокристаллического кобальтового слоя и при температуре 300°C образцы полностью становятся немагнитными. При температурах $T_S > 300^\circ\text{C}$ значения K_2 и M_S принимают нулевое значение. Это предполагает полное перемешивание Co слоя с Ge при данной температуре и синтез неферромагнитных германидов кобальта.

Дифракционные картины меняются в соответствии с изменением зависимостей $K_2(T_S)$ и $M_S(T_S)$. На рисунке 34 приведены рентгеновские спектры Ge/fcc-Co(001) плёночной структуры в исходном состоянии и после отжига при температурах 350°C , 300°C и 350°C .

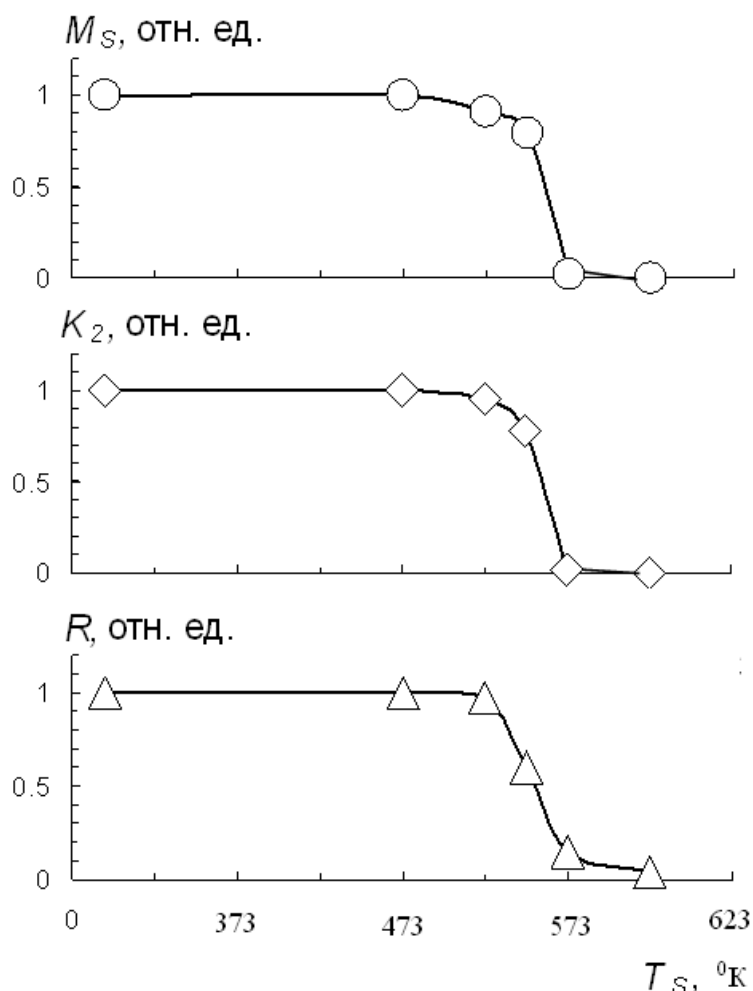


Рисунок 36. Зависимости нормализованных величин намагниченности насыщения M_S , константы магнитной двухосной анизотропии K_2 и сопротивления R Ge/hcp-Co(110)/Mg(001) и Ge/fcc -Co(110)/Mg(001) плёночных образцов от температуры отжига T_S .

Дифракционное отражение от (002) fcc-Co после отжига исходного образца при температуре 300 °C уменьшается, и возникают новые слабые пики, показывающие формирование поликристаллических фаз в продуктах реакции (рисунок 34б). Дифракционные отражения многих фаз Co-Ge системы совпадают, однако отражение при $2\Theta = 45.8^\circ$ может принадлежать только пику (222) Co_5Ge_7 фазы. Это предполагает, что Co_5Ge_7 фаза формируется первой на Ge/fcc-Co(001) интерфейсе при 275 °C. При температуре 300 °C отражение (002)fcc-Co исчезает, а пик (222) Co_5Ge_7 растёт, что указывает на дальнейший объёмный рост этой фазы (рисунок 34в). При этой же температуре появляются отражения, соответствующие CoGe_2 орторомбической фазе. При температуре 350 °C пик (222) Co_5Ge_7 уменьшается, что связано с перерастанием фазы в CoGe_2 фазу, которая становится доминирующей в продуктах реакции (рисунок 34г).

Как показывает уменьшение константы двухосной магнитной анизотропии $K_2(T_S)$ и намагниченности насыщения $M_S(T_S)$, твёрдофазная реакция в Ge/hcp-Co(110) плёнках, так же, как и в Ge/fcc-Co(001) образцах, стартует при температуре 275 °C. Но при этом появляются новые отражения на дифрактограммах, что может быть связано с образованием новой фазы, которая имеет разупорядоченную мелкодисперсную структуру. Дифрактограммы после отжига образцов при температуре 300 °C имеют рефлексы, принадлежащие CoGe_2 и Co_5Ge_7 фазам (рисунок 35б). Слабый пик (222) Co_5Ge_7 после отжига при 350 °C исчезает, что предполагает уменьшение Co_5Ge_7 фазы в продуктах реакции (рисунок 35в). Только рефлексы, принадлежащие CoGe_2 фазе, остаются при температуре отжига 350 °C, т. е. изменение пика (222) Co_5Ge_7 в Ge/hcp-Co(110) плёнках такое же, как в Ge/fcc-Co(001) образцах. Это предполагает, что разупорядоченная мелкодисперсная Co_5Ge_7 фаза в Ge/hcp-Co(110) плёнках также образуется при температуре 250 °C и предшествует формированию CoGe_2 фазы. Анализ вышеприведённых данных позволяет предположить идентичность фазовых последовательностей в Ge/hcp-Co(110) и Ge/fcc-Co(001) плёнках.

Из дифракционных пиков, используя формулу Шеррера, были определены средние размеры Co_5Ge_7 и CoGe_2 кристаллитов. Для

$\text{Ge/fcc-Co}(001)$ и для $\text{Ge/hcp-Co}(110)$ образцов размер кристаллитов составил примерно 17-30 нм.

Одной из стадий протекания твёрдофазной реакции является разрыв химических связей реагентов. Энергия связи в hcp-Co незначительно отличается от энергии связи в fcc-Co, так как мала энтальпия $\Delta H^{\beta \rightarrow \alpha} = -220 \text{ кал/моль}$ перехода $\text{fcc-Co} \rightarrow \text{hcp-Co}$. Из этого следует, что низкоэнергетические различия полиморфных реагентов не влияют на основные характеристики твёрдофазного синтеза. В частности, энтальпия перехода аморфной фазы в кристаллическую фазу для большинства аморфных сплавов $\sim 1000 \text{ кал/моль}$. Поэтому при использовании аморфных, поликристаллических или монокристаллических плёночных реагентов температуры инициирования и образующаяся фазовая последовательность не должны изменяться.

Данные эксперименты свидетельствуют, что в используемой нами технологии получения многослойных пленок Co/Ge/Co никаких фаз германидов кобальта не образуется.

4.3 Атомная силовая микроскопия

На рисунке 37 приведены снимки верхней поверхности кобальта сразу после напыления для пленок обоих типов. Видно, что в зависимости от скорости напыления шероховатость, а соответственно и размеры гранул, существенно различаются. В случае пленок $\text{I}^{\text{го}}$ типа размеры неоднородностей примерно на 1 – 2 порядка больше, чем для пленок $\text{II}^{\text{го}}$ типа. Для последних средний размер зерна равен $d \approx 0.84 \text{ нм}$. Мы видим, что при малых скоростях осаждения слоя размеры неоднородностей таковы, что действительно плёнку можно рассматривать состоящей из микрогранул, таких, что можно говорить о структуре, подобной рентгеноаморфной. Данные атомно-силовой микроскопии коррелируют с результатами электронной микроскопии.

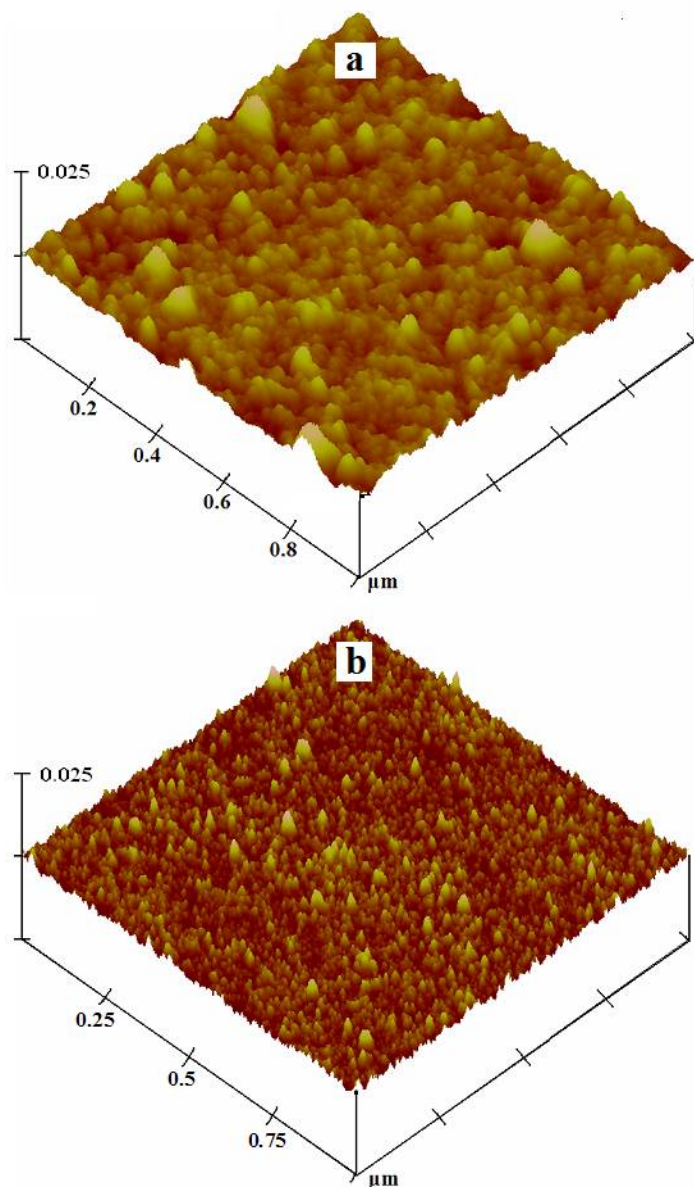


Рисунок 37. Атомно-силовая микроскопия пленок Co/Ge/Co: а – высокая скорость осаждения (серия I), b - малая скорость осаждения (серия – II).

4.4 ЯМР данные

Наши ЯМР исследования показали, что спектр ЯМР синтезированных пленок представляет собой сложную несимметричную линию, которую можно рассматривать как суперпозицию линий лоренцевского типа. Как известно, каждая фаза кобальта имеет свой индивидуальный спектр ЯМР. Так, в зависимости от условий синтеза и структурных особенностей, fcc фаза имеет линию в диапазоне $W_{HF} = 210 \div 213$ МГц, hcp фаза – в диапазоне $W_{HF} = 215 \div 217$ МГц, а аморфная фаза имеет поглощение при частотах $W_{HF} < 210$ МГц. [74]. Исходя из таких частотных интервалов, мы разложили экспериментально

наблюдаемые кривые ЯМР на составляющие, и результаты подгонки представлены на рисунке 38. Спектр fcc-фазы - кривая 1, спектр аморфной фазы - кривая 2, спектр hcp-фазы - кривая 3. Кроме того, результаты ЯМР-исследований отображены в таблице 4.

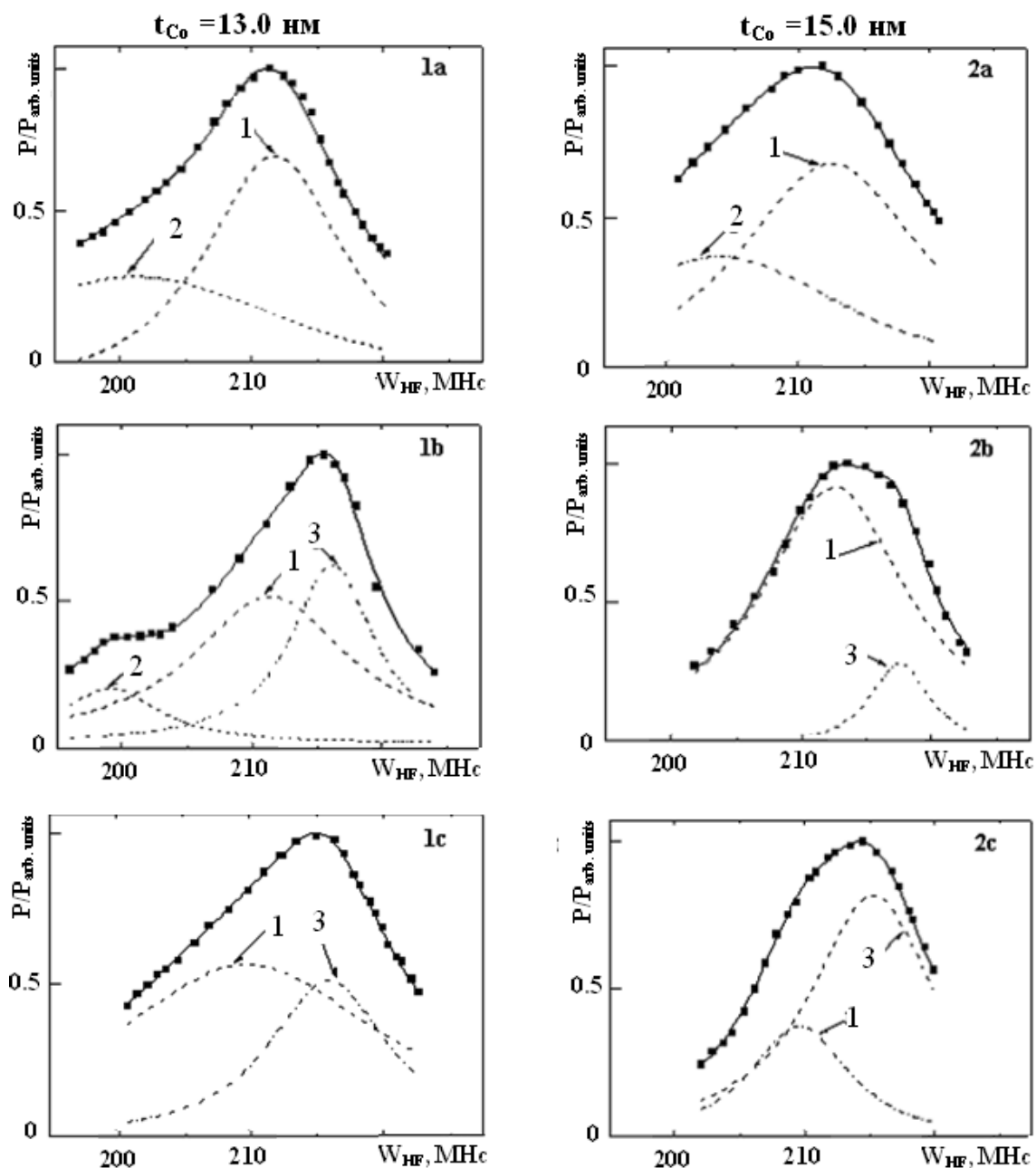


Рисунок 38. ЯМР спектры пленок Co/Ge/Co. а - $t_{\text{Ge}} = 2.5 \text{ nm}$, б - $t_{\text{Ge}} = 5.8 \text{ nm}$, с - $t_{\text{Ge}} = 7.5 \text{ nm}$. Точки – эксперимент, линии – результат подгонки. Спектр fcc фазы - линия 1, спектр аморфной фазы – линия 2, спектр hcp фазы – линия 3.

Таблица 4 - Фазы кобальта и германия пленок Co/Ge/Co. Результаты ЯМР-исследований.

Co/Ge/Co		Co фаза			Ge фаза
$t_{Co} = 13 \text{ нм}$	$t_{Ge} \approx 2.5 \text{ нм}$	am	fcc		am
	$t_{Ge} \approx 5.8 \text{ нм}$	am	fcc		am
	$t_{Ge} \approx 7.5 \text{ нм}$		fcc	hcp	fcc
$t_{Co} = 15 \text{ нм}$	$t_{Ge} \approx 2.5 \text{ нм}$			hcp	am
	$t_{Ge} \approx 7.5 \text{ нм}$			hcp	fcc

Из этого рисунка видно, что для случая $t_{Co} = 12.5 \text{ нм}$ и $t_{Ge} \approx 2.5 \text{ нм}$ (часть 1a) пленка состоит из смеси аморфной и кубической фаз, при дальнейшем увеличении толщины германия появляется гексагональная фаза (часть 1b), а при еще больших величинах t_{Ge} (часть 1c, когда германий приобретает кубическую структуру) аморфная фаза исчезает и остается смесь только кубической и гексагональной фаз. Как было установлено ранее [75], увеличение толщины магнитного слоя Co ведет к уменьшению доли метастабильных аморфной и кубической фаз и увеличению доли гексагональной фазы. Эта закономерность наблюдается и в случае пленок с $t_{Co} = 15.0 \text{ нм}$ (см. рисунок 38). Однако, здесь мы видим, что аморфная фаза кобальта наблюдается еще при $t_{Ge} = 2.5 \text{ нм}$ (часть 2a), далее при увеличении средней по площади пленки толщины германия (и его переходе в кубическую фазу) происходит исчезновение аморфной фазы Co, возникновение гексагональной фазы и увеличение ее доли по отношению к кубической фазе (части 2b и 2c).

ЯМР эксперименты подтверждают выводы электронно-микроскопических исследований о наличии нескольких магнитных фаз в пленках Γ^0 типа. При малых толщинах кобальта и германия в пленках преобладают неравновесные фазы. Для кобальта таковыми являются аморфная и кубическая фазы, для германиевой пленки – аморфная. При увеличении толщины слоев начинают преобладать равновесные фазы, для кобальта таковой является гексагональная фаза, а для германиевой пленки –

кубическая. Эта закономерность наблюдается и в случае более толстых пленок.

В случае пленок Π^{Γ^0} типа наблюдается одна уширенная линия, присущая hcp фазе и немного смещенная в область низких частот.

Такое поведение непосредственно отражается на магнитных характеристиках пленок.

4.5 Магнитные свойства

На рисунке 39 приведены температурные зависимости намагниченности ($M(T)$) пленок с $t_{Co} = 12.5$ нм и $t_{Ge} = 2.5, 5.8$ нм, измеренные в разных магнитных полях. Все зависимости были получены в режиме ZFC.

Видно, что для всех исследованных толщин немагнитной прослойки температурные зависимости намагниченности пленок носят термоактивационный характер. В малых магнитных полях существует температура (T_{TM}), ниже которой намагниченность близка к нулю. И только при превышении некоторой температуры, зависящей от поля измерения, начинается заметный рост намагниченности. Намагниченность выходит на уровень, соответствующий величине намагниченности на полевой зависимости для данного значения магнитного поля. Для пленки с $t_{Ge} = 2.5$ нм температура блокировки ниже, чем для пленки с $t_{Ge} = 5.8$ нм, при этом для пленки с малой толщиной германия насыщение достигается в меньших полях.

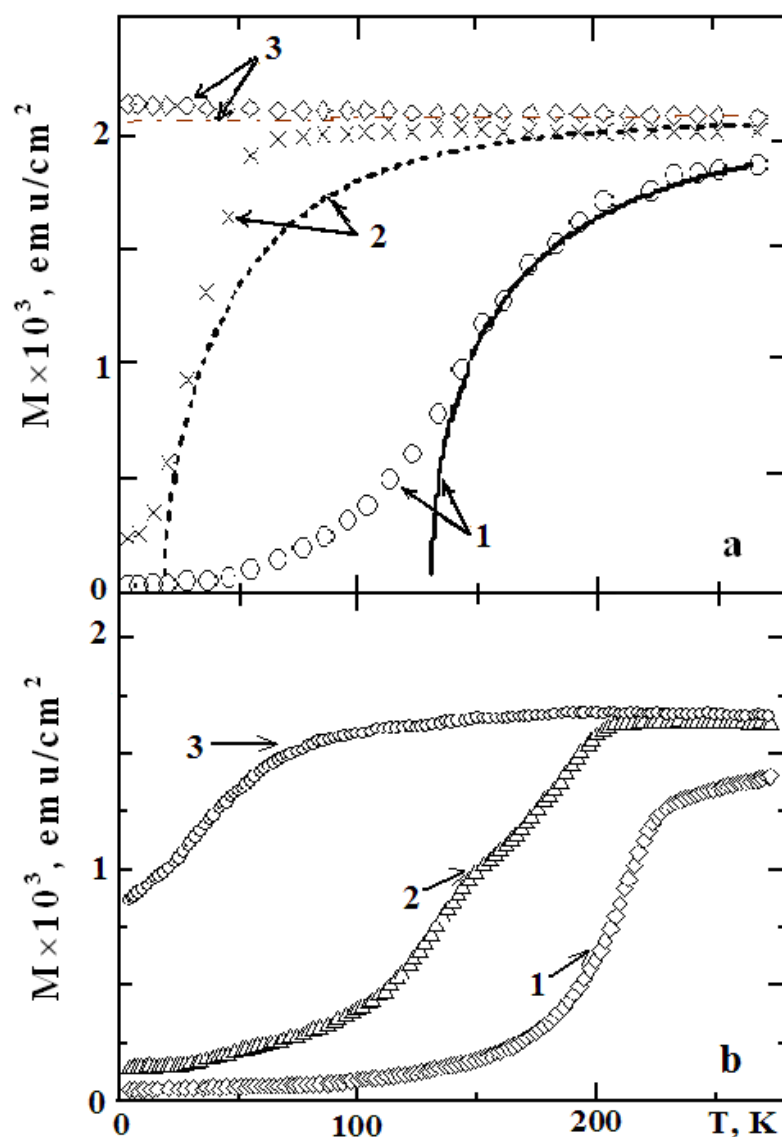


Рисунок 39. Температурные зависимости намагниченности пленок Co/Ge/Co. $t_{Co} = 13.0$ нм. а – $t_{Ge} = 2.5$ нм, б – $t_{Ge} = 5.8$ нм. 1 - $H = 50$ Э, 2 - $H = 200$ Э, 3 - $H = 800$ Э.

Полевые зависимости намагниченности представлены на рисунке 40. Для пленок из серии I (рисунок 40а) в случае $t_{Ge} = 2.5$ нм имеем, что кривая намагниченности выходит на насыщение в полях ~ 600 Э тогда как в случае $t_{Ge} = 5.8$ нм насыщение достигается в полях ~ 1600 Э.

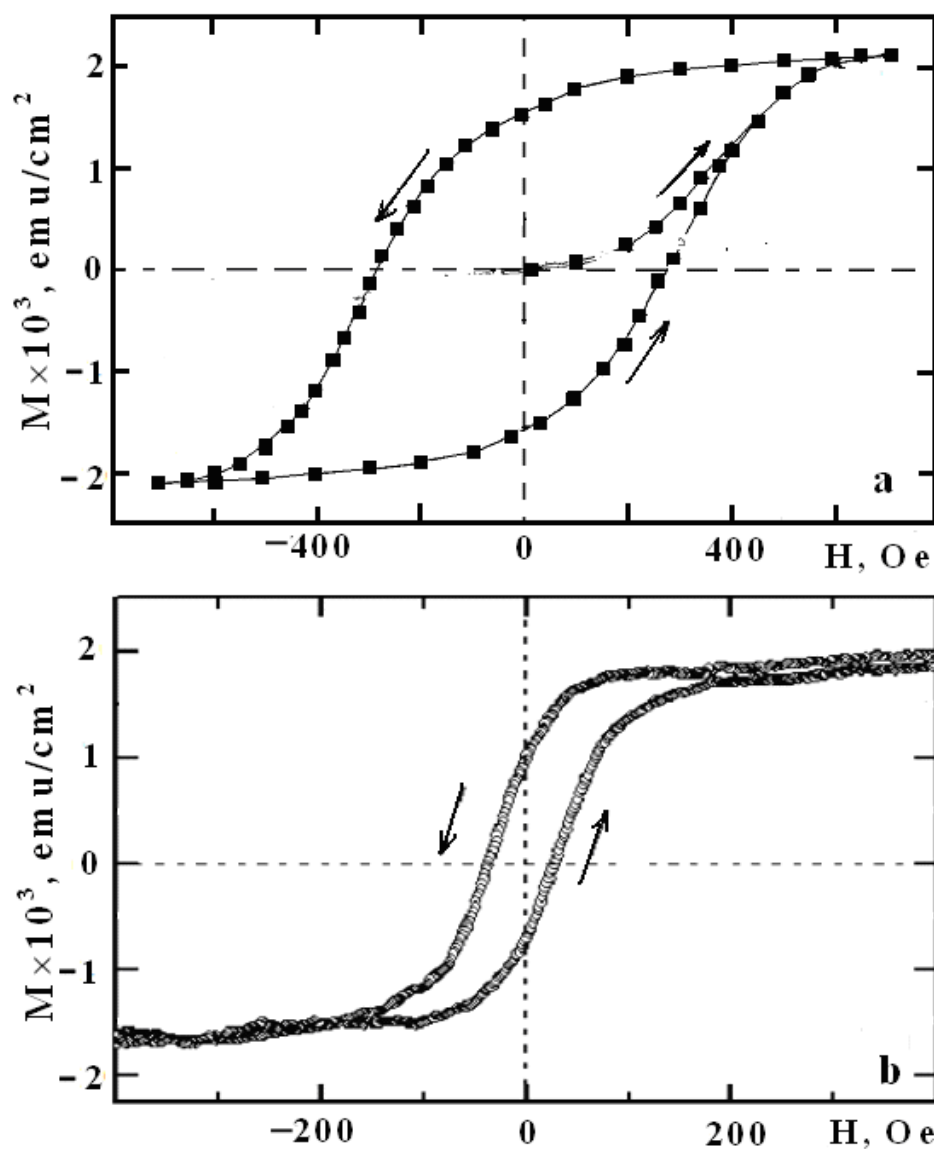


Рисунок 40. Полевые зависимости намагниченности пленок Co/Ge/Co, а – (серия I), $t_{\text{Ge}} = 2.5$ нм (fcc), b – (серия – II), $t_{\text{Ge}} = 3.6$ нм (fcc),

Для пленок серии II поле насыщения примерно равно ~ 200 Э (рисунок 40b). Для всех пленок обеих серий величина насыщения намагниченности единицы площади имеет одно и то же значение ($\sim 2 \times 10^{-2}$ emu/cm²).

Отдельных измерений по влиянию структуры германия на коэрцитивность кобальта не проводилось, но это является следующей задачей для исследования пленок Co/Ge.

Результаты, полученные для пленок серии II, соответствует поведению материала кобальта. При изменении температуры поведение намагниченности

починяется закону « $T^{3/2}$ », а полевая зависимость совпадает с обычной петлей гистерезиса кобальта.

4.6 Модельное описание магнитного поведения системы

Как следует из данных ЯМР для пленки серии I с $t_{Ge} = 2.5$ нм (рисунок 38 b) доля гексагонального кобальта является небольшой ($< 10\%$) и поэтому эту фазу можно рассматривать в примесном пределе и считать, что гранулы между собой не взаимодействуют. Для такой ситуации предложена модель [76], когда в изотропной матрице распределены сильно анизотропные частицы, которые связаны с матрицей обменным взаимодействием. Эта модель является расширением Stoner-Wolffarth модели [77].

На рисунке 41 представлена модель структуры пленки магнитного слоя. Направление внешнего магнитного поля выбрано в качестве Z-оси.

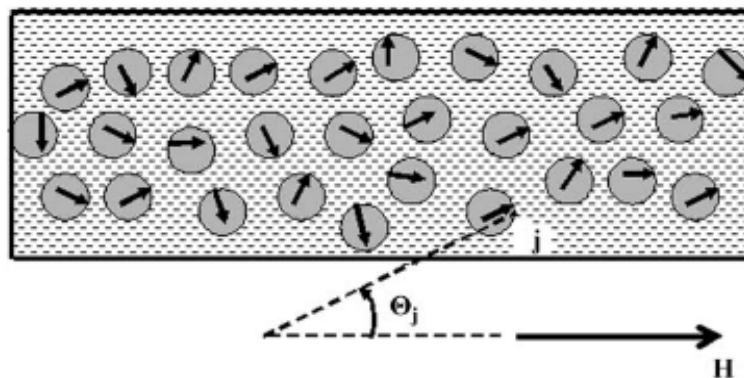


Рисунок 41. Эскиз мезоструктуры магнитного слоя сильно анизотропных гранул (сферы со стрелочками внутри) во внешнем магнитном поле и ориентация осей анизотропии частиц.

В рамках этой модели, кроме энергий взаимодействия сильно анизотропных частиц с внешним полем ($E_{\mu_j H}$) и анизотропии данных гранул (E_{D_j}), мы учитываем энергию взаимодействия изотропной матрицы с этими анизотропными частицами ($E_{M_0 \mu_j}$) и энергию взаимодействия матрицы с внешним полем ($E_{M_0 H}$):

$$E = E_{\mu_j H} + E_{D_j} + E_{M_0 \mu_j} + E_{M_0 H}. \quad (4)$$

Таким образом, энергия пленочной системы имеет вид:

$$E = -H \cdot \sum_j \mu_j \cdot \cos \alpha_j - \sum_j D_j \cdot \cos^2(\theta_j - \alpha_j) - \lambda \cdot M_0 \cdot \sum_j \mu_j \cdot \cos(\varphi - \alpha_j) - t \cdot M_0 \cdot H \cdot \cos \varphi \quad (5)$$

где $M_0 = M_0(H)$ – намагниченность изотропной матрицы в данном магнитном поле на единицу площади,

φ – угол, определяющий направление намагниченности,

α_j – угол между магнитным моментом $j^{\text{ой}}$ гранулы и внешним полем,

θ_j – угол между осью анизотропии $j^{\text{ой}}$ гранулы и внешним полем,

$\mu_j = \mu_j(H, T)$ – магнитный момент гранулы,

λ – константа обменного взаимодействия между гранулой и матрицей,

D_j – константа магнитной анизотропии гранулы,

t – эффективная толщина магнитного слоя.

Намагниченность матрицы определяется как $M = M_S \cdot \cos \varphi_0$, где M_S и φ_0 это намагниченность насыщения и угол равновесия, соответственно. Можно ожидать, что вклад из гранулированной подсистемы будет небольшой. Равновесие углов находится из условий минимума энергии:

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} = t \cdot M_0 \cdot H \cdot \sin \varphi + \lambda \cdot M_0 \cdot \sum_j \mu_j \cdot \cos(\varphi - \alpha_j) = 0 \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial \alpha_j} &= H \cdot \mu_j \cdot \sin \alpha_j - \lambda \cdot M_0 \cdot \mu_j \cdot \sin(\varphi - \alpha_j) \\ &- \sum_j D_j \cdot \sin[2(\theta_j - \alpha_j)] = 0 \end{aligned} \quad (6b)$$

Очевидно, что эта система не является аналитически разрешимой без упрощающих предположений. Энергия магнитной кристаллографической анизотропии гексагонального кобальта выше, чем у кубического кобальта. В низких магнитных полях в диапазоне неравенства $D_j \gg \{H \cdot \mu_j, \lambda \cdot M \cdot \mu_j\}$ это является верным. В таких условиях каждая частица, пронумерованных индексом j , ведет себя похоже на квази-частицу Изинга с локальной осью анизотропии определенной углом θ_j . В нулевом приближении, пренебрегая малыми элементами, из (6b) следует, что $\alpha_j \sim \theta_j$

Для определения угла φ из (6а) и (6б) мы получаем выражение:

$$\sin \varphi = \frac{1}{t \cdot M_0} \cdot \sum_j \mu_j \cdot \sin \theta_j \quad (7)$$

Следующий шаг состоит в усреднении выражения (7) по всем направлениям осей гранулированной анизотропии. Кроме того, для простоты мы предположим, что все частицы одинаковы, т.е. $\mu_j = \mu_0$, тогда их количество на единицу площади пленки равно $N = q \cdot t / v_0$ (здесь v_0 является объемом зерна, q – доля гексагональной фазы). Таким образом, получаем:

$$\langle \sin \varphi \rangle = d\Omega \quad (8)$$

Так как частицы представляются в виде квази-Изинговских, то они имеют только два состояния. Это означает, что среднее значение магнитного момента на направление внешнего магнитного поля дается следующим выражением [78]:

$$\mu(T, H, \theta) = \mu_0(T) \cdot \tanh \left[2 \frac{(H + \lambda \cdot m(H)) \cdot \mu_0(T) \cdot \cos \theta}{K_B T} \right] \quad (9)$$

Получаем выражение для намагниченности:

$$M = 2 \cdot t \cdot M_s \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{q \cdot m(T) \cdot \langle \sin \varphi(T, H) \rangle}{(1-q) \cdot M_0(H)} \right)^2} \quad (10)$$

$$\text{где } \langle \sin \varphi(T, H) \rangle = \frac{1}{\mu_0(T)} \cdot \int_0^{\pi/2} \mu(T, H, \theta) \cdot \sin^2 \theta \cdot d\theta,$$

и интегрирование осуществляется на верхней полусфере [79]:

$$\mu_0(T) = m(T) \cdot \frac{4 \cdot \pi}{3} \cdot r^3.$$

Здесь $m(T)$ – намагниченность материала гранулы, r – радиус гранулы.

Как видно из (10), что для реализации конкретных расчетов необходимо знать: долю гексагональной фазы q , радиус зерна r , постоянную обменного взаимодействия λ между зерном и матрицей, зависимость намагниченности зерна $m(T)$ и матрицы $M_0(H)$ материалов.

Этот подход был использован для анализа магнитного поведения пленки с $t_{Ge} = 2.5$ нм. Значения q взяты из ЯМР экспериментов [80], они равны $q = 0,12$ (для пленки $t_{Co} = 13$ нм, $t_{Ge} = 2,5$ нм). Как это принято в других работах (для примера, основы описаны в [81]), мы будем рассматривать, что

намагниченность зерна такая же, как в большей части гексагонального кобальта. Намагниченность большей части гексагонального кобальта при температурах $T < 300$ К [82] хорошо аппроксимируется функцией

$$m(T) = m_0 (1 - 0.479 \cdot (T/T_C)^{1.19}) \text{ где } m_0 = 1442 \text{ ему/см}^2 \quad (11)$$

а T_C - температуры Кюри. Намагниченность матрицы будет принята из опыта (рисунок 42, M_S) считая, что она не зависит от температуры для обеих пленок (это верно для кубического кобальта в этом диапазоне температур). Тогда g и λ являются подгоночными параметрами. Все остальные параметры взяты из экспериментальных зависимостей.

Результаты численного расчета в сравнении с экспериментальными зависимостями приведены на рисунке 39. (часть а, сплошные кривые). Получено, что $\lambda = 0.1$ и $g = 1.91$ нм и, как можно было ожидать $\lambda > 0$. Видно, что наблюдается неплохое согласие эксперимента и теории, за исключением «хвостов» в переходной области температур. Но это связано с грубостью использованного приближения молекулярного поля, где не учитываются неоднородности магнитной структуры.

В случае пленки с $t_{Ge} = 5.8$ нм такой хорошей подгонки не получается. Как видно из рисунка 38 (часть с) доля гексагональной фазы ($q > 0.35$) значительно превышает долю кубической фазы. В этом случае мы выходим за рамки примесного приближения и, по-видимому, необходимо учитывать образование конгломератов из гранул гексагонального кобальта за счет слипания гранул и принимать во внимание обменное взаимодействие между гранулами [83]. Этим можно объяснить более высокое значение поля насыщения и более сложную температурную зависимость намагниченности (например, излом на кривой 2 на рисунке 39, часть с). Наиболее сильное различие в магнитном поведении проявляется на полевых зависимостях намагничивания. Для пленки с примесью гранул гексагонального кобальта петля гистерезиса имеет замкнутый вид в полях $H \leq 500$ Э, тогда как для пленки, состоящей в своей основе из гранулярного гексагонального кобальта, эта область соответствует начальному участку кривой намагничивания. Такое

поведение объяснимо, если принять во внимание [84], что при переходе в наноразмерный масштаб магнитная анизотропия частиц увеличивается более чем на порядок по сравнению с объемным материалом. Т.е. для пленки с $t_{\text{Ge}}=5.8$ нм мы имеем ансамбль сильно анизотропных, случайно ориентированных и взаимодействующих между собой частиц гексагонального кобальта, а на этом фоне кубический кобальт существенного вклада не дает.

Теперь попытаемся качественно понять поведение намагниченности в зависимости от температуры. Наличие ненулевой намагниченности при температурах ниже T_{TM} можно объяснить неравномерным распределением намагниченности (в силу неравномерного распределения зерен в объеме пленки) и размером зерна. При прочих равных условиях, чем меньше размер зерна, тем более низкая температура T_{TM} . Рост обменного взаимодействия с повышением доли гексагонального кобальта, по-видимому, связан с увеличением общей площади поверхности гранулированной подсистемы, но взаимодействие между зерном и матрицей происходит на границе раздела фаз. Факт хорошего результата с использованием значений намагниченности из экспериментальных полевых зависимостей [76] (вставка на рисунке 42), мы отметили тем, что зерно чувствует среднее поле от матрицы.

Характерный вклад гранулированной подсистемы в намагниченность определяется следующим образом $M_S = N \cdot \mu_0 \cdot (T, H) \cdot \cos \alpha$. Замена числовых данных в этом выражении, при $T=5$ К и $H=50$ Э дает значение порядка $<10^{-5}$, но экспериментально 10^{-3} .

На рисунке 42 представлены теоретические зависимости температуры начальной ненулевой намагниченности от величины внешнего поля и экспериментальные точки, полученные путем аппроксимации экспериментальных кривых. Значения T_{TM} - это решение уравнения, которое возникает в результате условия равенства нулю подкоренного выражение в (10). Этот результат можно рассматривать как построение фазовой диаграммы в T - H координатах. $T_{\text{TM}}(H)$ линия границы разделения состояний, где намагниченность равна нулю (соответственно $T(H)$ кривая) и где она отлична

от нуля (выше $T(H)$ кривой). Можно оценить минимальную часть примесной фазы, когда влияние гранулированной подсистемы начинает становиться очевидным. С набором параметров для пленки с $t_{Co} = 12$ нм и $t_{Ge} = 2,4$ нм; при $T = 4,2$ К и $H = 1$ Э получаем значение $q = 0,0026$.

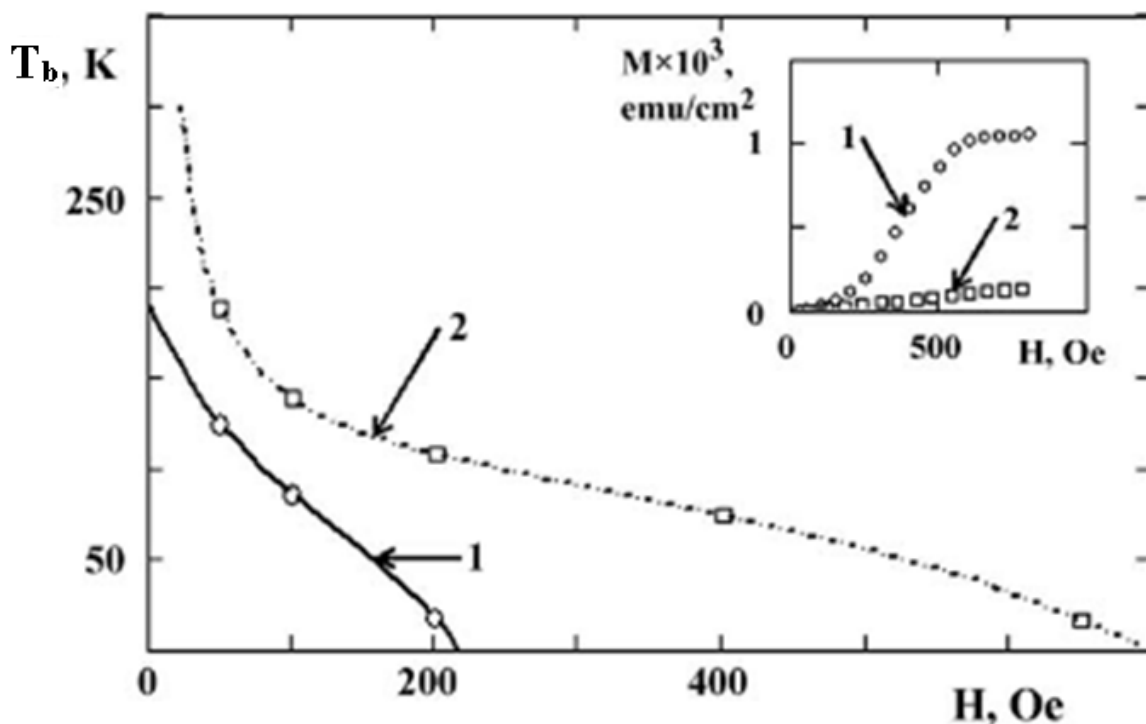


Рисунок 42. Зависимости температуры начальной ненулевой намагниченности от величины внешнего поля. Точки - аппроксимация экспериментальных зависимостей до пересечения с абсцисс оси [75]. Во вставке приведены полевые зависимости при $T = 4,2$ К. Пленки Co/Ge/Co:

1— $t_{Co} = 12$ нм, $t_{Ge} = 2.4$ нм; 2— $t_{Co} = 13.2$ нм, $t_{Ge} = 3.7$ нм.

Таким образом, можно предположить, что при полученной концентрации, в отсутствие внешних воздействий, система становится подобна спиновому стеклу из-за конкурса обменной связи между матрицей и гранулированной подсистемой и влиянием внешнего магнитного поля на намагниченность матрицы. Физический смысл полученных результатов является простым и состоит в том, что с повышением температуры влияние гранулированной подсистемы на матрицу уменьшается за счет снижения ее магнитной энергии. По достижении T_{TM} магнитная энергия матрицы начинает доминировать, и система приобретает ненулевой магнитный момент.

Можно попытаться объяснить поведение намагниченности в разных условиях. Как мы установили, во всех исследованных пленках кобальт содержит метастабильные аморфную или (и) кубическую фазы и в магнитном отношении пленки, как минимум, являются двухфазными. По-видимому, частицы германия индуцируют в ближайшем окружении кобальтовую «шубу» со структурой, подобной структуре германиевой сердцевинки. На значительном удалении от такого образования, когда начинает превалировать взаимодействие кобальт – кобальт, он переходит в более устойчивую структуру, например, по схеме аморфная фаза → кубическая фаза или, при дальнейшем увеличении размеров германиевой сердцевинки и ее кристаллизации в кубической структуре, имеет место трансформация кубическая фаза → гексагональная фаза.

Результаты, полученные для пленок серии II, описываются в рамках стандартного подхода, и никаких новых представлений для объяснения привлекать не требуется. Как видно из рисунка 33 (части 1 и 2) и рисунка 37b структура пленки является столь мелкозернистой, что ее можно рассматривать как сплошную. При изменении температуры поведение намагниченности подчиняется закону « $T^{3/2}$ », а полевая зависимость соответствует поведению материала кобальта.

Глава 5. МАГНИТОРЕЗОНАНСНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В предыдущих главах было выяснено, что для трехслойных пленок Co/Ge/Co, изначально охлажденных в нулевом магнитном поле (режим $-ZFC$), при их нагреве в малых магнитных полях при определенной температуре (температура блокировки T_{TM}), зависящей от магнитного поля, происходит резкое увеличение магнитного момента. Установлено, что в зависимости от скорости напыления пленки и температуры подложки, при малых толщинах магнитного слоя ($t_{Co} \leq 10$ нм) магнитная система может быть в магнитном отношении двухфазной, а именно, в матрице кубического кобальта (fcc фаза) содержатся гранулы гексагонального кобальта (hcp фаза) с размерами $r_{Co} \leq 2$ нм. Этим и определяются температурные особенности поведения намагниченности. Терромагнитные свойства пленок объясняются в рамках обобщенной модели Stoner-Wolhfarth, когда гексагональные гранулы представляются как квази-изинговские частицы, случайным образом распределенные в магнитной изотропной кубической матрице и связанные с ней обменным взаимодействием.

Получить детальную правильную информацию о межслоевых взаимодействиях в многослойных пленках путем одних только магнитных квазистатических измерений не представляется возможным, поскольку эффекты двухфазности затушевывают все детали особенно при температурах $T < T_{TM}$. Применение метода электронного магнитного резонанса (ЭМР) позволяет решить эту проблему. В процессах магнитной динамики каждая магнитная подсистема имеет собственную частоту колебаний, которые являются чувствительными к изменениям внутренних магнитных полей [68]. Поэтому мы применили ЭМР для определения межслоевых взаимодействий в трехслойных пленках (Co/Ge/Co).

В случае пленок Co/Ge/Co с немагнитной германиевой прослойкой спектр электронного магнитного резонанса имеет необычный вид. Исследования проводились при температурах $T > T_{TM}$, когда в малых полях

появляется отличная от нуля намагниченность пленок. На рисунке 43, как пример, приведены типичные спектры магнитного резонанса для пленки с $t_{Ge}=9$ нм и 18 нм. Как видно, изначально спектр представляет собой одиночную линию поглощения, а при более высоких температурах он становится СЛОЖНЫМ.

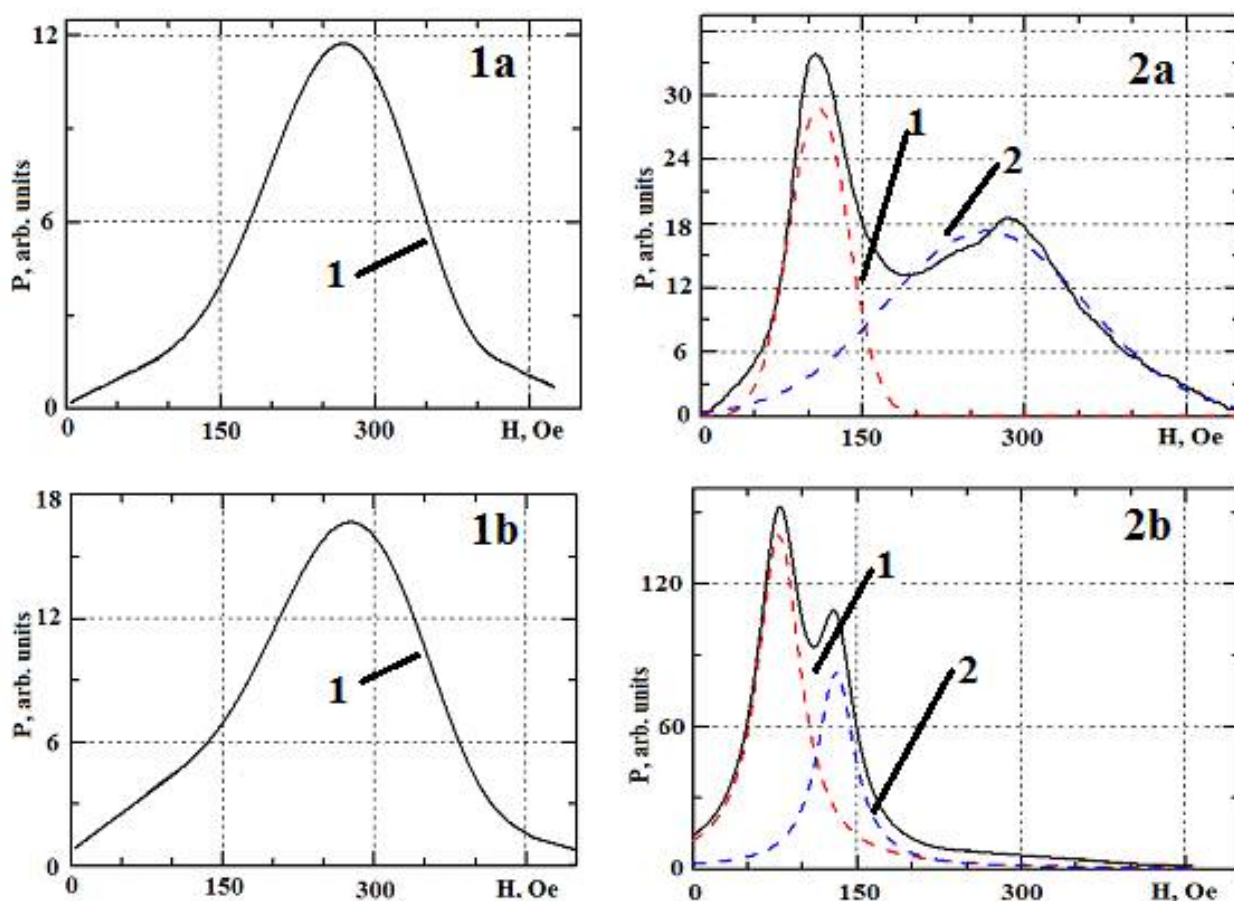


Рисунок 43. Спектр магнитного резонанса для пленок: 1, 2 – $t_{Ge} = 9$; 18 нм. a, b – $T = 120$; 340 K.

Наблюдаемый спектр хорошо аппроксимируется суперпозицией двух линий лоренцевского типа. Температурные зависимости значений резонансных полей приведены на рисунке 44. Видно, что низкополевой резонанс (линии 1 на рисунке 46) возникает только при температуре выше T_{TM} , тогда как высокополевой резонанс (линии 2) наблюдается во всей области исследования. Как следует из анализа поведения намагниченности (рисунок 3 в работе [76]), увеличение доли гранул гексагонального кобальта ведет к

увеличению температуры T_{TM} , когда в малых полях возникает намагниченность. А вот увеличение магнитного поля сильно влияет на понижение T_{TM} .

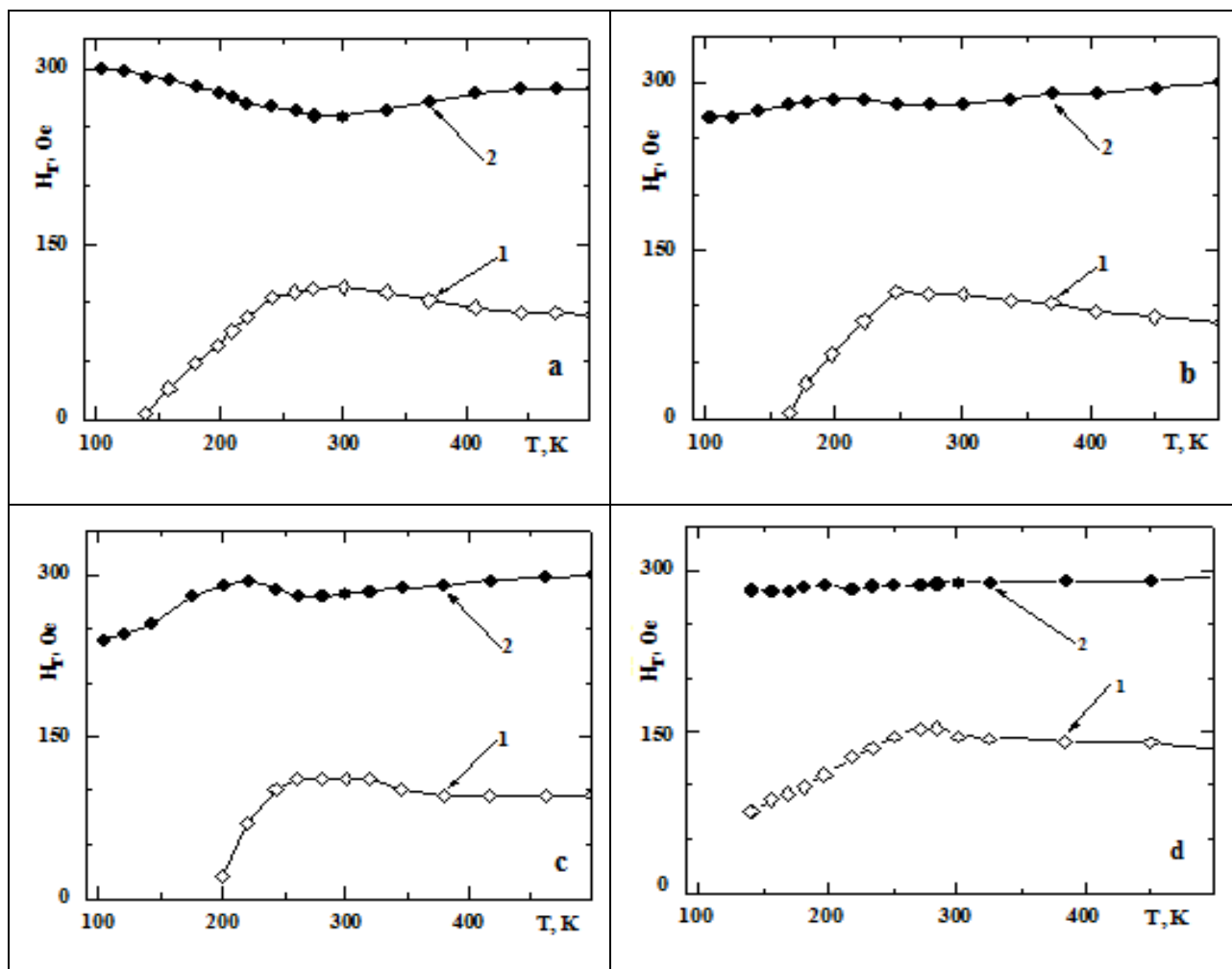


Рисунок 44. Температурные зависимости резонансных полей для пленок: а, b, c, d– $t_{Ge} = 6, 9, 15, 18$ нм.

Из сравнения величин резонансных полей и особенностей терромагнитного поведения намагниченности и будет определяться схема анализа резонансных явлений в исследуемых пленках. Температурное поведение намагниченности двухфазных пленок Co/Ge/Co было детально исследовано в работах [76, 85]. Таким образом, намагниченность каждого магнитного слоя в дальнейшем можно считать установленной. Отметим, что в полях ~ 300 Э намагниченность практически выходит на насыщение во всем диапазоне исследованных температур. При этом анизотропии резонансного поля в плоскости пленки не наблюдается.

Прежде всего, следует определиться с магнитной структурой трехслойной системы. Возможны следующие варианты. 1) – Если ферромагнитные слои не связаны обменным взаимодействием, то, по причине идентичности слоев, это должно привести к существованию либо одиночной линии, либо двух близко расположенных линий СВЧ поглощения с близкими параметрами и подобным поведением при изменении температуры. Однако, в эксперименте этого не наблюдается. 2) – В случае ферромагнитного межслоевого взаимодействия возможны два резонансных пика [86]. Один из них связан с однородным резонансом и определяется формулой Киттеля с учетом магнитной кристаллографической анизотропии, а другой связан с резонансом в состоянии с доменной структурой. В силу того, что ферромагнитные слои являются поликристаллическими, ширина резонансного пика, соответствующего неоднородному состоянию будет столь широкой, что в наших условиях делает невозможным его наблюдение (в дальнейшем будут приведены параметры анизотропии). 3) – В качестве рабочей мы используем модель антиферромагнитной связи между слоями.

С целью обоснования подхода при анализе экспериментов магнитного резонанса и для иллюстрации связи магнитных характеристик и резонансных свойств, приведем типичные данные, полученные на пленке с $t_{\text{Ge}} = 9$ нм. На рисунке 45 приведена полевая зависимость намагниченности в диапазоне магнитных полей $|H| \leq 40$ кЭ. для пленки с $t_{\text{Ge}} = 9$ нм при $T = 150$ К. Во всем диапазоне магнитных полей наблюдается слабое линейное увеличение намагниченности ($\sim 4\%$ от величины в поле насыщения). Это свидетельствует о том, что еще происходит «парапроцесс» намагничивания из-за наличия микрообластей, центрами которых могут являться хаотически ориентированные гранулы сильно анизотропного гексагонального кобальта. На вставке рисунка представлены петли гистерезиса при температурах $T = 150$ и 280 К, откуда видно, что при увеличении температуры наряду с уменьшением H_C , петля становится более «прямоугольной».

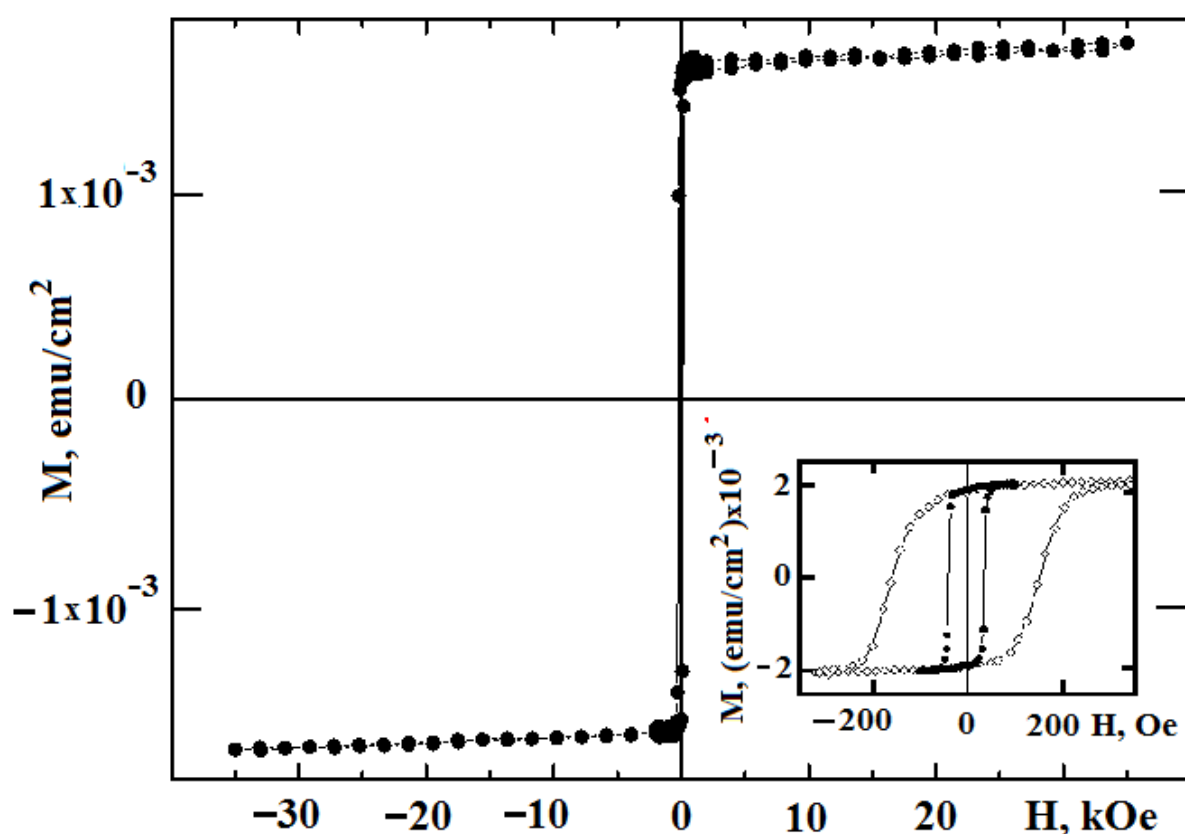


Рисунок 45. Полевые зависимости намагниченности для пленки с $t_{\text{Ge}}=9\text{nm}$ и $T = 150\text{ K}$. На вставке приведены раскрытые петли гистерезиса при температурах $T = 150$ и 280 K .

На рисунке 46 приведены температурные зависимости коэрцитивной силы (H_C) и поля насыщения (H_S) намагничивания в интересующем нас интервале температур. Из этого рисунка следует, что величины резонансных полей, соответствующих зависимостям типа 1, попадают в область насыщения при температурах $T > 200\text{ K}$.

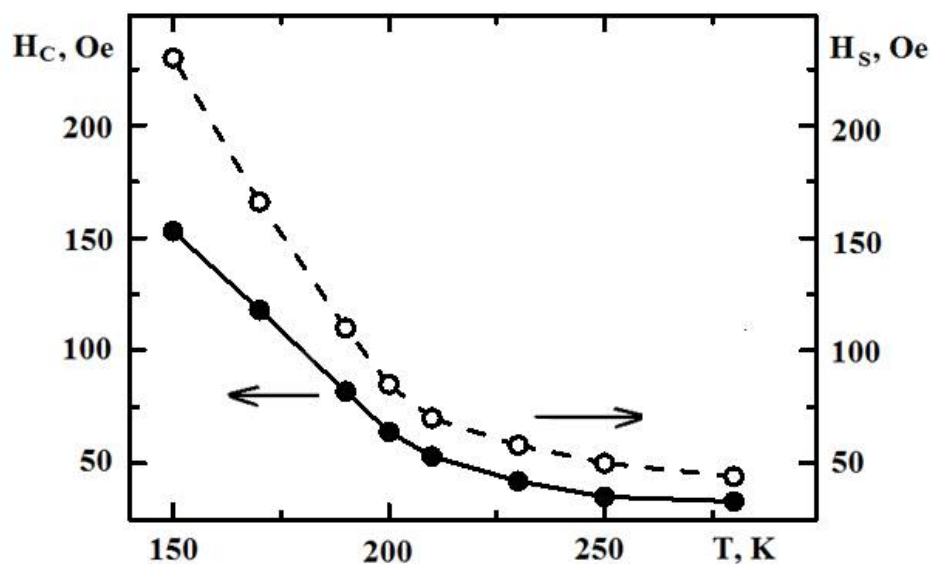


Рисунок 46. Температурные зависимости коэрцитивной силы (H_C) и поля насыщения (H_S) для пленки с $t_{Ge} = 9$ нм.

Для того, чтобы дальше соотнести линии типа 1 и 2 к магнитным состояниям, мы использовали факт, что для двухслойных пленок Co/Ge [87] существует вклад, который можно объяснить наличием анизотропии на интерфейсе (рисунок 47) [88].

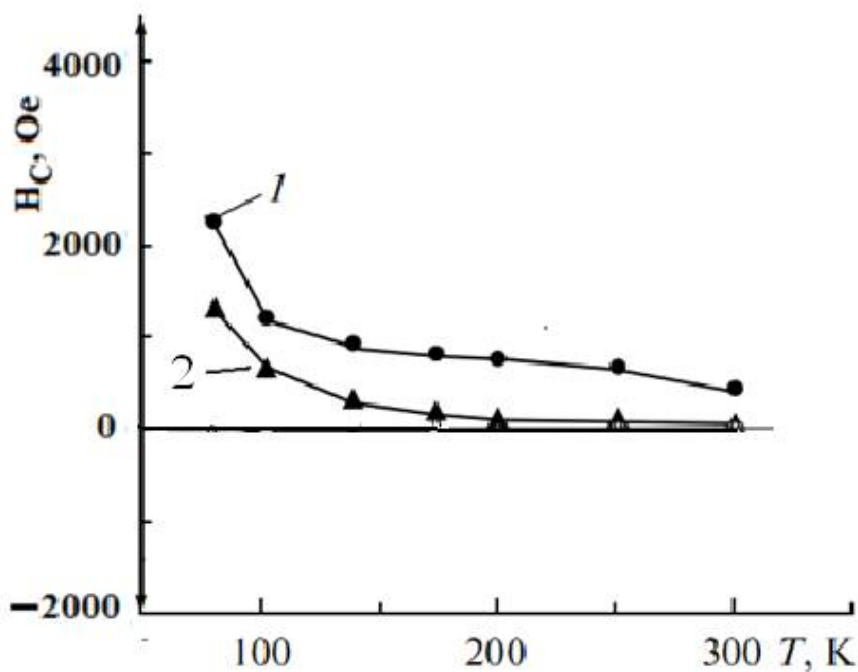


Рисунок 47. Температурные зависимости коэрцитивной силы и поля обменного смещения для пленок Co/Ge: $t_{Ge} = 8$ нм, 1 – $t_{Co} = 7$ нм, 2 – $t_{Co} = 2$ нм [87].

При описании магниторезонансных свойств, введем эффективную анизотропию (K_A).

При таком подходе выражение для свободной энергии на единицу площади пленки Co/Ge/Co с антиферромагнитным порядком имеет вид (12) [89, 6]:

$$U = -t_{Co} \times \{ \mathbf{H} \times (\mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2) + 2 \times \pi \times [(m_{z1})^2 + (m_{z2})^2] \} - J \times \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + (t_{Co} \times K_A / 2 \times m^2) \times [(m_{z1})^2 + (m_{z2})^2], \quad (12)$$

где J —константа межслоевого взаимодействия,

$\mathbf{H}$ —внешнее магнитное поле лежит в плоскости пленки и направлено вдоль X-оси,

$m_i = M_i / t_{Co}$ —усредненная намагниченность и M_i — магнитный момент единицы площади $i^{\text{го}}$ ферромагнитного слоя,

φ_i — угол намагниченности в плоскости, отсчитываемый от Y-оси,

$i = 1, 2$ —нумерует магнитные слои,

K_A — константа эффективной анизотропии,

t_{Co} — толщина магнитного слоя, а Z—ось направлена перпендикулярно плоскости пленки.

Эффективная константа анизотропии K_A добавляется из вышесказанных соображений. Знак K_A не определен. Он будет определяться из подгонки. Если $K_A > 0$, тогда $M_z = 0$ (анизотропия типа легкая плоскость). Если $K_A < 0$, тогда $M_z \neq 0$ (анизотропия типа легкая ось).

В расчетах предполагается, что пленка может находиться в ненасыщенном состоянии. В этом случае, считая, что оба ферромагнитных слоя идентичные, в условиях равновесия в полях меньших поля насыщения при затравочном антиферромагнитном межслоевом взаимодействии имеем $\varphi_1 = \pi - \varphi_2 = \varphi$, что дает:

$$\sin \varphi = H / (2 \times H_J), \quad (13)$$

где $H_J = J/(t_{Co} \times m)$.

Условие $H_S = 2 \times H_J$ соответствует состоянию, когда намагниченности слоев становятся параллельными. При таких условиях резонансные частоты даются выражениями [89, 90]:

$$(\omega_1/\gamma)^2 = H \times \{H + (H_A + H_M) \times [H/(2 \times H_J)]\}, \quad (14)$$

$$(\omega_2/\gamma)^2 = [2 \times H_J \times (H_A + H_M)] \times \{1 - [H/(2 \times H_J)]^2\}, \quad (15)$$

$$\text{где, } H_A = K/(2 \times m) \text{ и } H_M = 4 \times \pi \times m. \quad (16)$$

где ω_1 и ω_2 - частоты переменных магнитных полей слоев 1 и 2, γ - гиромагнитное отношение для спина электрона, H_M - внутреннее поле ферромагнитного слоя, H_J - вклад межслоевого взаимодействия во внутреннее поле.

Прежде всего, заметим, что выражение для частоты акустической моды (3) в условиях насыщения намагниченности $H/(2 \times H_J) = 1$ переходит в формулу Киттеля, а частота оптической моды (4) зануляется. Теперь следует определиться с тем, какое из решений (14) или (15) соответствует линиям 1 или 2 на рисунке 44. Из эксперимента (рисунок 45) следует, что намагниченность одного слоя $m = 807$ Э, и получаем $H_M = 10.14$ кЭ.

При подгонке параметров H_J и H_A были просчитаны оба варианта: а) линия 1 на рисунке 44 соответствует акустической моде и б) линия 1 соответствует оптической моде. В случае, когда линия 1 приписывается акустической моде, а линия 2 – оптической моде мы получаем, что величина H_A должна быть порядка ~ 500 кЭ, что весьма далеко от действительного масштаба величин, наблюдаемых экспериментально. В случае, когда линия 1 идентифицируется как оптическая мода, а линия 2 определяется как акустическая мода, получено $H_A \sim 30 \div 35$ кЭ, что, по крайней мере, сопоставимо с H_M . Таким образом, именно для этой ситуации мы провели расчет обменных параметров H_J и величины $H_A = [2 \times H_J \times (H_A + H_M)]^{1/2}$, которая характеризует оптическую ветвь в спектре магнитного резонанса.

Для иллюстрации мы рассчитали частотно-полевые зависимости резонанса для пленки с толщиной германия $t_{\text{Ge}} = 9$ нм при $T = 300$ К. На рисунке 48 приведены соответствующие зависимости.

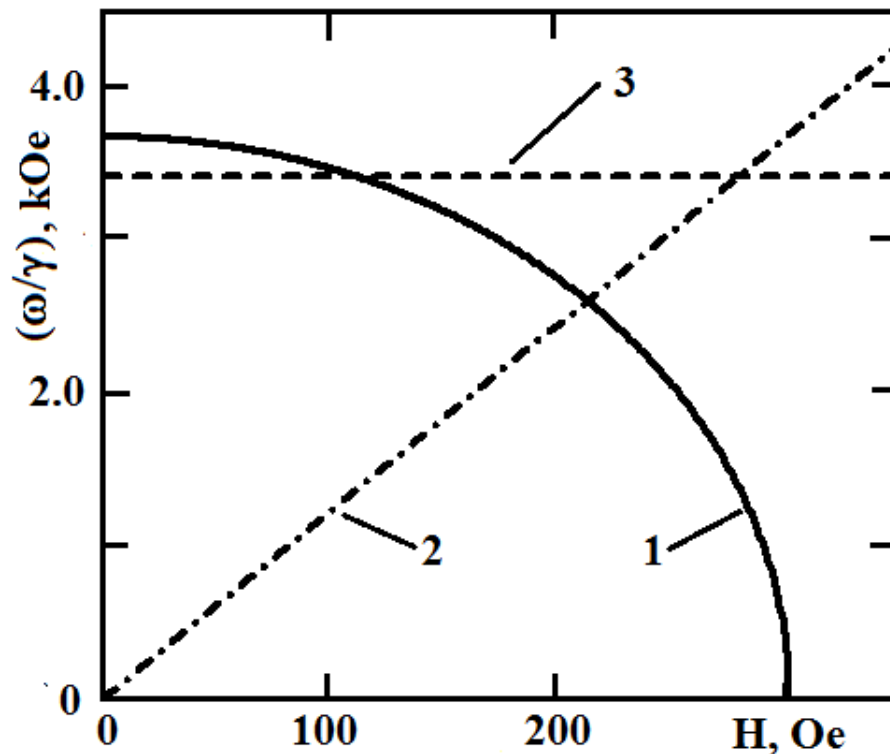


Рисунок 48. Рассчитанные частотно-полевые зависимости магнитного резонанса для пленки Co/Ge/Co. $t_{\text{Co}} = 13$ нм, $t_{\text{Ge}} = 9$ нм, $T = 300$ К, 1 – оптическая мода для антиферромагнитного межслоевого обмена, расчет по формуле (15) 2 – акустическая мода колебаний, расчет по формуле (14), 3 – резонансная частота в единицах поля.

Здесь линия 3 соответствует экспериментальному значению ω/γ , а линия 2 определяется зависимостью (14). Как следует из подгонки по формуле (14) необходимо, чтобы поле анизотропии было $H_A = 34.26$ кЭ. Поскольку намагниченность исследованных пленок для магнитных полей, где наблюдается резонансное поглощение, выходит на уровень насыщения при температурах $T \geq 200$ К, то в этом диапазоне температур как для формулы (14), так и для формулы (15) все параметры будут иметь одни и те же значения. Именно для этих температур и была проведена подгонка экспериментальных зависимостей на рисунке 44 путем расчета H_J и H_A .

Результаты подгонки для H_J приведены на рисунке 49. Обращает на себя внимание тот факт, что для всех исследованных пленок обменное поле соответствует антиферромагнитному межслоевому взаимодействию, при этом при фиксированной температуре имеют место небольшие осцилляции величины H_J ($\sim 0.5\%$) в зависимости от толщины немагнитного слоя. При температурах $T > 400$ К значения величин H_J для разных пленок отличаются слабо ($< 0.2\%$) и, видимо, стремятся к величине, близкой к значению для пленки с $t_{Ge} = 18$ нм.

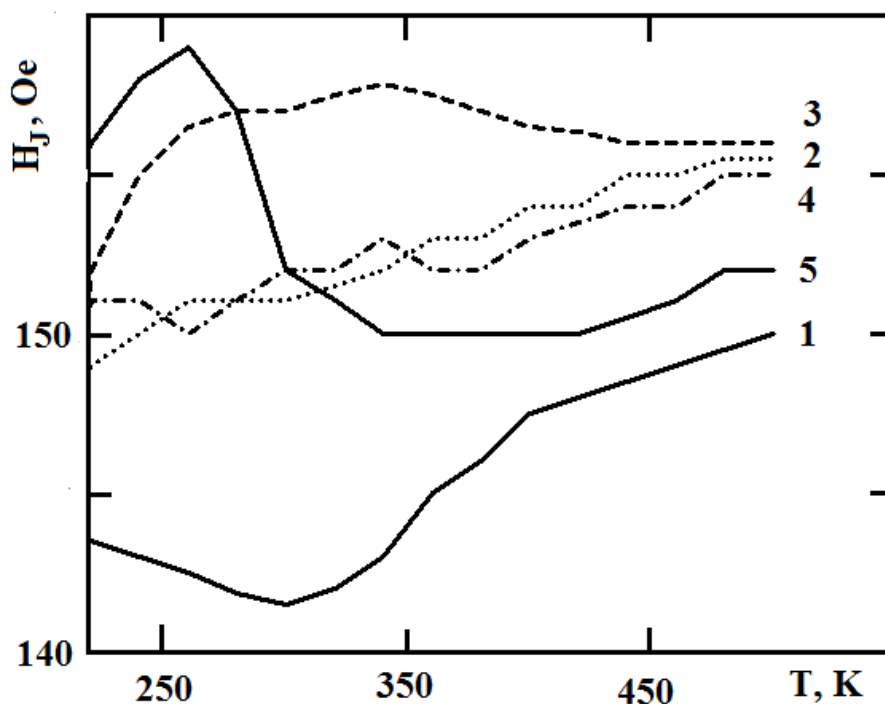


Рисунок 49. Температурные зависимости обменного поля в пленках Co/Ge/Co с антиферромагнитным межслоевым взаимодействием. 1, 2, 3, 4, 5 -- $t_{Ge} = 6, 9, 12, 15, 18$ нм, соответственно.

Как известно [91] для межслоевого взаимодействия в многослойных магнитных пленках с немагнитной металлической прослойкой типичным является осциллирующий характер от толщины прослойки. Период таких осцилляций, как правило, составляет $1 \div 3$ нм, однако все несовершенства пленок (шероховатость поверхности, химическая неоднородность на интерфейсе и пр.) ведут к увеличению периода осцилляций и их сглаживанию [92]. Однако существуют системы и механизмы, когда проявляется не

осциллирующий тип межслоевого взаимодействия [93, 94]. В рамках модели [93], когда каждый магнитный слой представляется узкой d-зоной, которые сдвинуты на величины $\Delta^{\uparrow,\downarrow}$ относительно энергии Ферми (ε_F) всей системы, а немагнитный слой представляется зоной свободных электронов проводимости, получено существование двух вкладов в межслоевой обмен. Один из них – это вклад типа RKKY, а второй - антиферромагнитный межслоевой обмен, типа «сверхобмена» имеющего место в магнитных диэлектриках. При условии $k_F \times t_{NM} \times (\Delta^{\uparrow,\downarrow} / \varepsilon_F) < 1$ (здесь k_F – волновой вектор на уровне Ферми, t_{NM} – толщина немагнитного слоя), что возможно, если $k_F \times t_{NM}$ является малым, либо когда $\Delta^{\uparrow,\downarrow} / \varepsilon_F \ll 1$, антиферромагнитный обмен является преобладающим и вклад типа RKKY становится пренебрежимо малым.

Такой подход позволяет объяснить наши экспериментальные результаты. На рисунке 50 приведен фрагмент зонной структуры пленки Co/Ge/Co, иллюстрирующий модельную ситуацию.

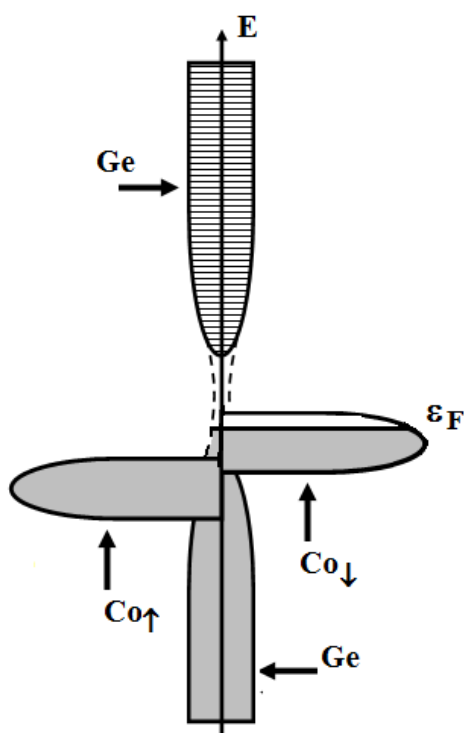


Рисунок 50. Фрагмент зонной структуры электронов проводимости пленки Co/Ge/Co. Co↓ и Co↑ обозначают 3d-зоны с соответствующим направлением спинов. Штриховыми линиями показаны «хвосты» зон полупроводника.

В случае полупроводниковой прослойки уровень Ферми находится в запрещенной зоне и тогда наличие электронов проводимости в этой зоне в окрестности уровня ферми может быть обусловлено образованием «хвостов» зон в полупроводнике из-за наличия беспорядка или наличием магнитных примесей. При использованных толщинах полупроводника в пленках Co/Ge/Co часть германия находится в аморфной фазе [75], что и приводит к образованию хвостов. При этом электронной плотности оказывается достаточно для переноса взаимодействия между ферромагнитными слоями (подобный сценарий был предложен ранее для описания магнитных свойств в пленках Fe/Si/Fe в низких температурах [95]). Понижение плотности электронов проводимости в немагнитной прослойке будет значительно ослаблять взаимодействие типа RKKY между магнитными слоями. При этом относительная доля вклада антиферромагнитного взаимодействия возрастает.

На рисунке 51 приведены рассчитанные температурные зависимости величины H_{Δ} . Здесь обращает на себя внимание наличие максимума в окрестности температуры $T \approx 300$ К, что пока не находит своего объяснения.

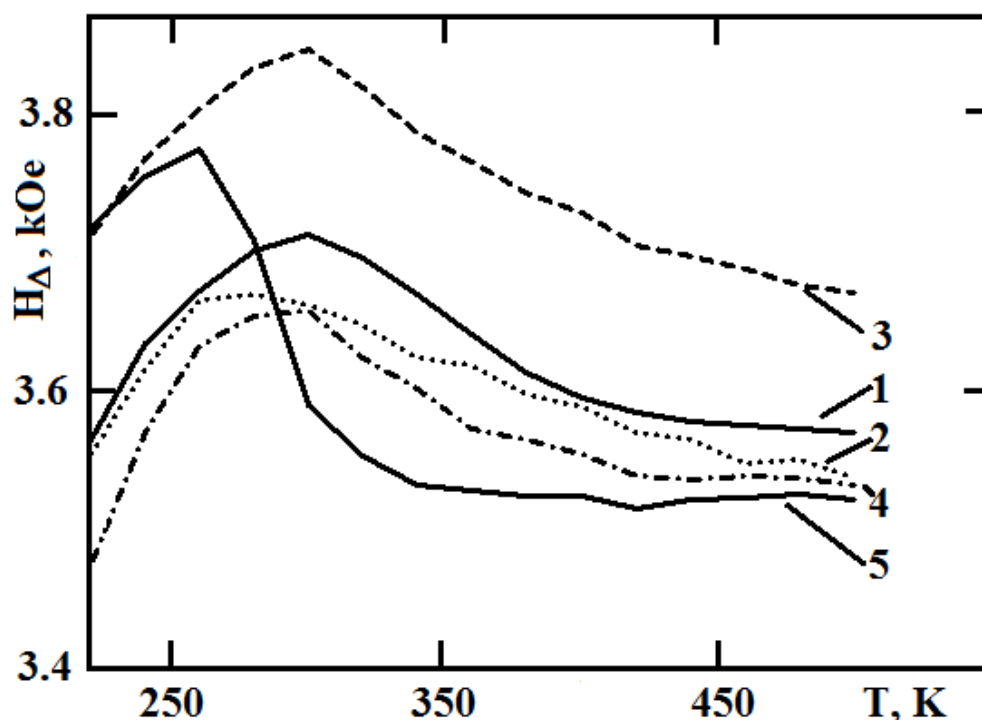


Рисунок 51. Температурные зависимости щели в спектре резонанса для пленок: 1, 2, 3, 4, 5 – $t_{\text{Ge}} = 6, 9, 12, 15, 18$ нм соответственно.

Так же, как и для величин H_J наблюдается осцилляция в зависимости от толщины полупроводниковой прослойки. Ясно, что такое поведение H_A в большей мере определяется поведением магнитной анизотропии пленочной структуры. Как известно [96], магнитная анизотропия пленочной структуры складывается из двух частей, одна определяет вклад объемной анизотропии материала K_V , а другой вклад определяется поверхностной анизотропией K_S (или на интерфейсе), т.е. $K_A = K_V + K_S$. Для толстых пленок преобладающим является K_V , тогда как при уменьшении толщины магнитного слоя влияние анизотропии K_S на поверхности или на интерфейсе начинает преобладать. Как отмечено в работе [96], поверхностный вклад может на порядки превосходить вклад от объемной анизотропии. Для гексагонального кобальта $K_V \sim 5 \times 10^6$ эрг/см³ [97], что дает поле анизотропии (H_A) порядка единиц килоэрстед. Это дает основание считать, что основной вклад в анизотропию пленочной структуры происходит от интерфейса *кобальт-германий* и, как это следует из нашего эксперимента, поверхностная анизотропия является анизотропией типа легкая плоскость ($K_A > 0$).

Таким образом, для структуры Co/Ge/Co установлено, что наличие анизотропных гранул гексагонального кобальта определяет процессы намагничивания ферромагнитных слоев кобальта, а анизотропия на интерфейсе кладет намагниченность в плоскость пленки и определяет особенности резонансного поведения.

В результате магниторезонансных исследований пленок Co/Ge/Co наряду с определением величины и знака межслоевого взаимодействия установлено, что межслоевое взаимодействие является дальнодействующим, так толщины немагнитной прослойки, на которых проявляется межслоевой обмен, могут составлять ~ 10 нм. Столь большие величины толщин не являются типичными для металлических или диэлектрических (туннельных) прослоек. В случае же полупроводниковых или полуметаллических материалов длина свободного пробега электронов может быть большой и это

объясняет толщины немагнитной прослойки, когда еще наблюдается межслоевое взаимодействие (например, в структуре CoFe/Bi/CoFe [98] период осцилляций порядка ≥ 10 нм).

Ясно, что приведенное выше объяснение является качественным, тем не менее, приведенный в работе [94] механизм охватывает главные особенности межслоевых взаимодействий. Более детальное описание обменных взаимодействий в системе ферромагнитный металл-полупроводник требует учета реальной электронной структуры, и, что не менее важно в свете последних исследований [99, 100], структуру интерфейса, поскольку толщина интерфейса составляет единицы нанометров и в нем формируются новые фазы. Все это определяет направления последующих исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В **заключении** сформулированы основные выводы данной работы.

1 Отработана технология получения наноразмерных многослойных магнитных пленок в системе *кобальт-германий* с контролируемым соотношением кубической и гексагональной фаз кобальта на установке лабораторного изготовления с возможностями многокомпонентного напыления.

2 Методами электронной микроскопии и ядерного магнитного резонанса установлено, что при увеличении толщины германия он переходит из аморфного состояния (вблизи интерфейса) в кубическое и индуцирует образование неравновесной кубической гранецентрированной фазы кобальта. В fcc фазе в зависимости от скорости напыления и температуры подложки возникают гранулы гексагонального кобальта. Определены условия получения равновесной гексагональной фазы кобальта в пленках в области нанотолщин.

3 Обнаружено необычное терромагнитное поведение намагниченности, когда в малых магнитных полях при определенной температуре T_{TM} резко возрастает намагниченность. Экспериментальные магнитостатические измерения объясняются в рамках модифицированной модели Стонера-Вольфорта, когда кубическая фаза кобальта рассматривается как сплошная среда, в которой растворены сильно анизотропные гранулы гексагонального кобальта обменно связанные с матрицей.

4 Методами электронного магнитного резонанса исследованы межслоевые взаимодействия. Установлено, что обмен между ферромагнитными слоями является антиферромагнитным со слабыми осцилляциями по величине для всех толщин немагнитной полупроводниковой прослойки. Столь необычный результат объясняется в модели, когда обмен осуществляется через электронную зону проводимости, подобно тому, что происходит при механизме «сверхобмена» в диэлектриках.

Благодарности

В заключение, хочу выразить огромную благодарность и искреннюю признательность своему руководителю доктору физико-математических наук, профессору Г.С. Патрину за постоянное внимание и помощь на всех этапах работы.

Благодарю за помощь в проведении экспериментальных исследований сотрудников ИФ СО РАН: И.А. Турпанова, Л.А. Ли, В.И. Юшкова, В.К. Мальцева, С.М. Жаркова, М.В. Рауцкого, В.Г. Мягкова, Д.А. Марущенко.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 S. Toscano, B. Briner, H. Hopster, & M. Landolt, Exchange-coupling between ferromagnets through a non-metallic amorphous-layer // JMMM, 114, (1992) L6
- 2 C.L. Foiles, M.R. Franklin, & R. Loloee, Structure of sputtered Fe/Si multilayers // Phys. Rev. B, 50, (1994) 16070;
- 3 Chaiken, R.P. Michel, & M.A. Wall, Structure and magnetism of Fe/Si multilayers grown by ion-beam sputtering // Phys. Rev. B, 53, (1996) 5518;
- 4 J. Decoster, H. Bemelmans, S. Degroote, R. Moons, J. Verheyden, A. Vantomme, & G. Langouche, Epitaxial growth of and silicide formation in Fe/FeSi multilayers // J. Appl. Phys., 81, (1997) 5349
- 5 Л.А. Чеботкевич, А.В. Огнев, Ю.П. Иванов, К. Lenz, А.И. Ильин, К.С. Ермаков, Физика твердого тела, (2009), том 51, вып. 9
- 6 Г.С. Патрин, Н.В. Волков, С.Г. Овчинников, Е.В. Еремин, М.А. Панова, С.Н. Варнаков, Влияние толщины магнитного слоя на межслоевое взаимодействие в пленках Fe/Si/Fe // Письма ЖЭТФ, 80, (2004)
- 7 J. Bartolomé, L. Badía-Romano, J. Rubín, F. Bartolomé, S.N. Varnakov, S.G. Ovchinnikov, D.E. Bürgler. (2015) Magnetic properties, morphology and interfaces of (Fe/Si)_n nanostructures. Journal of Magnetism and Magnetic Materials. Online publication date: 1-Jul-2015. [CrossRef]
- 8 L. Badía-Romano, J. Rubín, F. Bartolomé, C. Magén, J. Bartolomé, S.N. Varnakov, S.G. Ovchinnikov, J. Rubio-Zuazo, G.R. Castro. (2015) Morphology of the asymmetric iron–silicon interfaces. Journal of Alloys and Compounds 627, 136-145. Online publication date: 1-Apr-2015. [CrossRef]
- 9 J. Bartolomé, L. Badía-Romano, J. Rubín, F. Bartolomé, S.N. Varnakov, S.G. Ovchinnikov, D.E. Bürgler Magnetic properties, morphology and interfaces of (Fe/Si)_n nanostructures, JMMM Vol. 4, No. 1 (2014)
- 10 Гомоюнова М.В., Малыгин Д.Е., Пронин И.И.// ЖТФ.2006. Т. 76. С. 136–139.[8]

- 11 Ворончихин А.С., Гомоюнова М.В., Малыгин Д.Е. и др.//ЖТФ. 2007. Т. 77. С. 55–60.
- 12 М.В. Гомоюнова, И.И. Пронин, В.Н. Петров, А.Н. Титков Взаимодействие атомов железа с поверхностью кремния, покрытого слоем естественного окисла Журнал технической физики, 2009, том 79, вып. 8
- 13 S. N. Varnakov, S. V. Komogortsev, J. Bartolome, J. Sese, S. G. Ovchinnikov, A. S. Parshin, and N. N. Kosyrev The Physics of Metals and Metallography, (2008) Vol. 106, No. 1, pp. 51–55.
- 14 E.E. Fullerton, J.E. Mattson, S.R. Lee, C.H. Sowers, M. Grimsditch, & S.D. Bader, JMMM, 117, (1992) L301
- 15 Briner, & M. Landolt, Intrinsic and heat-induced exchange coupling through amorphous silicon // Phys. Rev. Lett., 73, (1994) 140;
- 16 G.S. Patrin, S.G. Ovchinnikov, D.A. Velikanov & V.P. Kononov, Magnetic properties of Fe/Si/Fe trilayer films // Fiz. Tverd. Tela, 43, (2001) 1643
- 17 J.J. de Vries, J. Kohlhepp, F.J.A. den Broeder, R. Coehoorn, R. Jungblut, A. Reinders, & W.J.M. de Jonge, Exponential dependence of the interlayer exchange coupling on the spacer thickness in MBE-grown Fe/SiFe/Fe sandwiches // Phys. Rev. Lett., 78, (1997) 3023
- 18 E.E. Fullerton, & S.D. Bader, Temperature-dependent biquadratic coupling in antiferromagnetically coupled Fe/FeSi multilayers // Phys. Rev. B, 53, (1996) 5112;
- 19 I. Vavra, J. Bydzovsky, P. Svec, J.Derer, V.Kambersky, Z. Frait, R. Lopusnik, P. Sturc, & G. Hilscher, Low temperature studies of magnetic Fe/FeSi multilayers // Physica B, 284-288, (2000) 1241
- 20 J.E. Mattson, S.Kumar, E.E. Fullerton, S.R. Lee, S.H. Sowers, M. Grimsditch, S.D. Bader, & F.T. Parker, Photoinduced antiferromagnetic interlayer coupling in Fe/(Fe-Si) superlattice // Phys. Rev. Lett., 71, (1993) 185; J. Appl. Phys., 75, (1994) 6169

- 21 G.S. Patrin, N.V. Volkov, & V.P. Kononov, Effect of optical radiation on magnetic resonance in Fe/Si/Fe trilayer films // *Pis'ma Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, 68, (1998) 287
- 22 И.С. Эдельман, Г.С. Патрин, Д.А. Великанов, А.В. Черниченко, И.А. Турпанов, Г.В. Бондаренко. Письма в ЖЭТФ том 87, вып. 5 (2008) с. 310-313
- 23 А.В. Черниченко, Д.А. Марущенко, И.А. Турпанов, Ю.Э. Гребенькова, П.Н. Мельников, Журнал СФУ, (2009), 2(3), 376-383
- 24 B. Briner, U. Ramsperger, & M. Landolt, Heat-activated exchange coupling across Ge barriers an Ge/Si heterostructure // *Phys. Rev. B*, 51, (1995) 7303
- 25 P. Walser, M. Hunziker, T. Speck, & M. Landolt, Heat-induced antiferromagnetic coupling in multilayer with ZnSe spacer // *Phys. Rev. B*, 60, (1999) 4082
- 26 P. Walser, M. Hunziker, & M Landolt, Heat-induced effective exchange coupling in magnetic multilayers with semiconductors // *JMMM*, 200, (1999) 95
- 27 P. Grünberg, *Acta Mater.*48, 239 (2000)
- 28 В.О. Васьковский, Г.С. Патрин, Д.А. Великанов, А.В. Свалов, П.А. Савин, А.А. Ювченко, Н.Н. Щеголева. ФТТ, (2007), том 49, вып. 2
- 29 P.J. Grundy, J.M. Fallon, & H.J. Blythe, Magnetic and electric properties of Co/Si multilayer thin films // *Phys. Rev. B*, 62, (2000) 9566
- 30 S.A. Haque, A. Matsuo, Y. Yamamoto, & H Hori, Two phases spin reversal process in Ni/Si/Ni/GaAs(001) // *JMMM*, 257, (2003) 313
- 31 J. Lin, J.J. Rhyne, J.K. Furnuda, & T.M. Giegutowicz, Long-range antiferromagnetic coupling in [ZnTe/MnTe] superlattices // *J. Appl. Phys.*, 83, (1998) 6554
- 32 K.I. Goldman, G. Springholz, H. Kera, T.M. Giebultowicz, C.F. Majkrzak, & G. Bayer, Interlayer correlation in antiferromagnetic semiconductor superlattices EuTe/PbTe // *Physics*, B, 241-243, (1998) 710
- 33 T. Story Semiconductor EuS–PbS ferromagnetic multilayers *physica status solidi (b)* 236, I 2, p 310–317, 2003

34 K.H. Aharonyan Shallow impurity properties of EuS/PbS/EuS finite confining potential quantum well Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures V 44, I 2, 2011, P487–494

35 C. J. P. Smits · A. T. Filip · H. J. M. Swagten · W. J. M. de Jonge · M. Chernyshova · L. Kowalczyk · K. Graszka · A. Szczerbakow · T. Story · A. Yu. Sipatov Modeling interlayer exchange coupling in EuS/PbS/EuS trilayers Journal of Applied Physics 2004; 95(11):7169-7171.

36 H. Kepa, J. Kutner-Pielaszek, A. Twardowski, A.Yu. Sipatov, C.F. Majkrzak, T. Story, R.R. Galazka, T.M. Giebultowicz, Interlayer correlations in ferromagnetic semiconductor superlattices Eus/Pbs // JMMM, 226-230, (2001) 1795

37 Akihiro Ishida, Tomohiro Yamada, Takuro Tsuchiya, Yoku Inoue, Sadao Takaoka, and Takuji Kita APPLIED PHYSICS LETTERS 95, 122106 2009

38 I.D. Lobov, V.M. Maevskii, L.V. Nomerovannaya, M.M. Kirilova, A.A. Makhnev, F.A. Pudonin, Phys. Met. Metallogr., 91, (2001) S33

39 I.D. Lobov, F.A. Pudonin, M.M. Kirillova, A.V. Korolev, V.M. Maevskii, Magneto-optical and magnetic properties of Fe/ZnTe/Fe heterostructures // JMMM, 264, (2003) 164

40 И. Д. Лобов, В. М. Маевский, М. М. Кириллова, А. В. Королёв, Ф. А. Пудонин Физика металлов и металловедение The Physics of Metals and Metallography. 2006. Т. 102. № 2. С. 149-156.

41 Autès, G. Mathon, J. and Umerski, A., Theory of tunneling magnetoresistance of Fe/GaAs/Fe(001) junctions. Physical Review B, 82(11) p. 115212, (2010).

42 L. R. Fleet¹, H. Kobayashi, Y. Ohno, J.-Y. Kim, C. H. W. Barnes and A. Hirohata Interfacial structure and transport properties of Fe/GaAs(001) J. Appl. Phys. 109, 07C504 (2011)

43 V.E. Buravtsova, E.A. Gan'shina, V.S. Guschin, S.I. Kasatkin, A.M. Muravyev, F.A. Pudonin Magnetic and magneto-optical properties of nanoheterostructures containing FeNi and SiC layers Microelectronic Engineering, V69, I 2–4, 2003, P279–282

- 44 В.Е. Буравцева, Е.А. Ганьшина, В.С. Гушин, С.И. Касаткин, А.М. Муравьев, Н.В. Плотникова, Ф.А. Пудонин, Магнитные и магнитооптические свойства многослойных наноструктур ферромагнетик – полупроводник // ФТТ, 46, (2004) 864
- 45 V.O. Vas'kovskii, D. Garsias, A.V. Svalov, A. Ernando, M. Baskes, G.V. Kurliandskaya, & A.V. Gorbunov. Fiz. Met. Metalloved. 86 (1988) 48.
- 46 L.N. Merenkov, A.B. Chizhik, S.L. Gnatchenko, M. Baran, R. Szymczak, V.O. Vas'kovskii, & A.V. Svalov. Fiz. Nizk. Temp. 27 (2001) 188.
- 47 G.S. Patrin, V.O. Vas'kovskii, D.A. Velikanov, & A.V. Svalov. Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 75 (2002) 188.
- 48 G.S. Patrin, V.O. Vas'kovskii, D.A. Velikanov, A.V. Svalov, & M.A. Panova. Phys. Lett. A. 309 (2003) 155.
- 49 C.Y. Huang JMMM 51, 1 (1985)
- 50 J. Souletie J. Physique 44, 1095 (1983)
- 51 C.R. Abeledo, & P.W. Seiwood J. Appl. Phys. Suppl. 7, 1103 (1961)
- 52 G. S. Patrin, V. O. Vas'kovskii, A. V. Svalov, E. V. Eremin, M. A. Panova, V. N. Vasil'ev, Magnetic resonance in multilayer Gd/Si/Co magnetic films, Journal of Experimental and Theoretical Physics, Volume 102, Issue 1, pp 131-136 (2006)
- 53 A.G. Gurevich, & G.A. Melkov. Magnetic Oscillations and Waves. (Nauka, Moscow, 1994).
- 54 E.L. Nagaev. Magnets with Compound Exchange Interactions.(Nauka, Moscow, 1988).
- 55 J.S.Slonczewskii. Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 3172.
- 56 Jun-Zhong Wang, Bo-Zang Li, & Zhan-Ning Hu Phys. Rev. B 62, 6570 (2000)
- 57 B. Sanyal, C. Antoniak, T. Burkert, et al., Phys. Rev. Lett. 104, 156402 (2010).

- 58 C. Ward, G. Scheunert, W. R. Hendren, et al., Appl. Phys. Lett. 102, 092403 (2013).
- 59 S. Demirtas, I. Harward, R.E. Camley and Z. Celinski, arxiv:1002.4889 (2010).
- 60 A.V. Svalov, J.M. Barandiaran, V.O.Vas'kovskiy, et al., Chin. Phys.Lett. 18, 973 (2010).
- 61 M. Romera, M. Munoz, M.Maicas, et al., Phys. Rev B 84,094456 (2011)
- 62 А. Ферт, УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК, том 178, № 12, 2008
63. Ohno Y., Young D.K., Beschoten B., Matsukura F., Ohno H., Awschalom D.D. Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure // Nature (London). 1999. Vol. 402. P. 790–792; см. также: Magnetism: Molecules to materials III published Online: 11 Dec. 2001.
- 64 Sato K., Medvedkin G.A., Ishibashi T., Mitani S., Takanashi K., Ishida Y., Sarma D.D., Okabayashi J., Fujimori A., Kamatani T., Akai H. Novel Mn-doped chalcopyrites // J. Phys. Chem. Solids. 2003. Vol. 64. P. 1461–1468.
- 65 Schmidt G et al. Phys. Rev. B 62 R4790 (2000)
66. Van Dorpe P., Liu Z., Roy W.V., Motsnyi V.F., Sawicki M., Borghs G., De Boeck J. Very high spin polarization in GaAs by injection from a (Ga, Mn)As Zener diode // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 84. P. 3495–3497
- 67 А.В.ОГНЕВ, А.С.САМАРДАК Вестник ДВО РАН. 2006. № 4, С70-80.
- 68 U. Ebels, L.D. Buda, K. Ounadjela, and P.E.Wigen. Small Amplitude Dynamics of Nonhomogeneous Magnetization Distributions: The Excitation Spectrum of Stripe Domains. In Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I. P. 167-216. Ed. by B. Hillebrands, K. Ounadjela. (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002).
- 69 V.O. Vas'kovskii, G.S. Patrin, D.A. Velikanov, et al. Low Temp. Phys. 33, P.324 (2007).
- 70 Г.С. Патрин, В.К. Мальцев, И.Н. Краюхин, И.А. Турпанов. ЯМР-исследования магнитного состояния кобальта на границе раздела в пленках (Co/Ge)_n. // ЖЭТФ.-2013.-Т.114.-В.6(12).-С.1246-1250

- 71 В.О. Васьковский Г.С. Патрин, Д.А. Великанов, и др. ФНТ, 33, (2007) 439
- 72 Goryunov Yu.V., Khusainov M.G., Garifullin I.A. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 1994. V. 138. № 1-2. P. 216-221.
- 73 Gu E., Gester M., Hicken R. J. et al. // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. №20. P. 14704-14708.
- 74 Г.И. Фролов, В.С. Жигалов, В.К. Мальцев, ФТТ, 42, (2000), 326
- 75 G.S. Patrin, C.-G. Lee, I.A. Turpanov, et al. JMMM, 306, (2006) 218
- 76 G.S. Patrin, Chan-Gyu Lee, Bon-Heun Koo, Keesam Shin. Phys. Lett.A., 359, (2006) 149.
- 77 F.C.S. da Silva, J.P. Nibarger, Phys. Rev. B 68 (2003) 012414.
- 78 B.D. Gullity, Introduction to Magnetic Materials, Addison–Wesley, Massachusetts, (1972).
- 79 E. Callen, Y.J. Liu, J.R. Cullen, Phys. Rev. B 16 (1977) 263.
- 80 G.S. Patrin, C.-G. Lee, I.A. Turpanov, et al., J. Magn. Magn. Mater. (2006), 306 (2006) 218–222
- 81 F. Luis, J.M. Torres, L.M. Garcia, et al., Phys. Rev. B 65 (2002) 094409.
- 82 E.P. Wohlfarth, Iron, cobalt and nickel, in: E.P. Wohlfarth (Ed.), Ferromagnetic Materials. A Handbook on the Properties of Magnetically Ordered Substances, vol. 1, North-Holland, Amsterdam, 1980, p. 1.
- 83 J.C. Denardin, M. Knobel, L.S. Dorneles, L.F. Schelp, J. Mag. Mag.Mater. 294 (2005) 206.
- 84 D. Sander. J. Phys.: Condens. Matter., 16 (2004) R603.
- 85 Г.С. Патрин, И.А. Турпанов, А.В. Кобяков, Д.А. Великанов, К.Г. Патрин, Л.А. Ли, В.К. Мальцев, С.М. Жарков, В.И. Юшков. Синтез и магнитные состояния кобальта в трехслойных пленках Co/Ge/Co. // ФТТ.- 2014.-Т.56.-В.2.-С.301-307.
- 86 A.H. Morrish. The Physical Principles of Magnetism. Institute of Electrical and Electronics Engineers. New York: Wiley (2001).

87 Г. С. Патрин, И. А. Турпанов, К. Г. Патрин, Е. А. Алексейчик, В. И. Юшков, А. В. Кобяков, МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК Ge/Co, ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2014, том 78, № 1, с. 44–46

88 Cullity B.D., Graham. C.D. Introduction to magnetic materials, IEEE Press, 568 P (2008)

89 A.G. Gurevich, G.A. Melkov. Magnetization Oscillations and Waves. CRC Press, Inc. (1996).

90 A. Layadi. Phys. Rev. B, 65, 104422 (2002)

91 I. Zubic, J. Fabian, S. Das Sarma. Rev. Mod. Phys. 76, (2004) P.R323

92 Y. Wang, P.M. Levy, J.L. Fray. Phys. Rev. Lett., 1990.-V.65.-P.2732

93 N. Garcia, A. Hernando. JMMM, 1991.-V.99.-L12.

94 C. Lacroix, J.P. Gavian. JMMM, 1991.-V.93.-P.413.

95 G.S. Patrin, S.G. Ovchinnikov, D.A. Velikanov, V.P. Kononov. Phys. Sol. St. 43, P.1712 (2001).

96 M.T. Johnson, P.J. Bloemen, F.J.A. den Droeder, and J.J. de Vries. Rep. Prog. Phys. 59 1409 (1996).

97 Chikazumi. Physics of Ferromagnetism. (Oxford University Press, 2005)

98 J.-H. Hsu, D.R. Sahu, Appl. Phys. Lett. 86, 192501 (2005).

99 Г.С. Патрин, В.К. Мальцев, И.Н. Краюхин, И.А. Турпанов. ЯМР-исследования магнитного состояния кобальта на границе раздела в пленках (Co/Ge)_n. // ЖЭТФ.-2013.-Т.114.-В.6(12).-С.1246-1250.

100 D. A. Muzychenko, K. Schouteden, and C. Van Haesendonck. Electronic and atomic structure of Co/Ge nanoislands on the Ge(111) surface.// Phys. Rev. B 88, 195436 (2013)