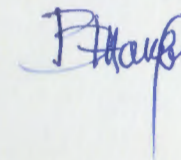


ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ ИМЕНИ И. М. ФРАНКА

На правах рукописи



ЖАКЕТОВ
Владимир Дмитриевич

ЭФФЕКТЫ БЛИЗОСТИ В НЕОДНОРОДНЫХ СТРУКТУРАХ
С ФЕРРОМАГНИТНЫМИ И СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ
СЛОЯМИ

Специальность: 01.04.07 — физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Отпечатано методом прямого репродуцирования
с оригинала, предоставленного автором.

Подписано в печать 06.07.2021.
Формат 60×90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 1,75. Уч.-изд. л. 2,94. Тираж 100 экз. Заказ № 60179.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.
E-mail: publish@jinr.ru
www.jinr.ru/publish/

Дубна 2021

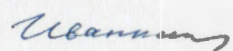
Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М. Франка Объединённого института ядерных исследований

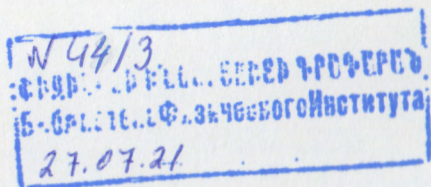
Научный руководитель – **Никитенко Юрий Васильевич**,
доктор физико-математических наук

Официальные оппоненты – **Сыромятников Владислав Генрихович**,
кандидат физико-математических наук, доцент кафедры ядерно-физических методов исследования физического факультета Санкт-Петербургского государственного университета, старший научный сотрудник Петербургского института ядерной физики, г. Санкт-Петербург, Гатчина

Юшанхай Виктор Юлиевич,
доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова, г. Дубна

С электронной версией диссертации можно ознакомиться на официальном сайте Объединённого института ядерных исследований в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет» по адресу: <https://dissertations.jinr.ru/>. С печатной версией диссертации можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ОИЯИ (г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, д. 6).

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук  Т. И. Иванкина



ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

Магнитные свойства сверхпроводников (S) и ферромагнетиков (F) антагонистичны. Если в ферромагнетике магнитные моменты атомов выстраиваются коллинеарно направлению внешнего магнитного поля, то сверхпроводник полностью вытесняет магнитное поле, так как сверхпроводящие электронные пары имеют антипараллельное упорядочение спинов. Поскольку обменная энергия пропорциональна температуре фазового перехода, можно заключить для большинства веществ, что ферромагнитный параметр порядка превосходит сверхпроводящий в несколько раз, поэтому в сверхпроводящем ферромагнетике ожидается подавление сверхпроводимости, что предсказано ещё Гинзбургом в 1956 г. Тем не менее известно, что сосуществование сверхпроводимости и ферромагнетизма возможно в некоторых соединениях урана, а также редкоземельных элементов. Но данные материалы имеют сложную химическую и электронную структуры, а для исследования магнитных эффектов предпочтительнее более простые системы.

С другой стороны, в физике сверхпроводимости известны эффекты близости. Классический эффект близости [1], проявляется в случае контакта между нормальным металлом и сверхпроводником. Куперовские пары могут проникать из сверхпроводника в нормальный металл и некоторое время там жить. Это приводит к тому, что какой-то слой нормального металла вблизи границы становится сверхпроводящим. При этом проникновение пар из сверхпроводника в нормальный металл приводит к уменьшению их плотности в сверхпроводнике, т.е. параметр порядка в сверхпроводнике вблизи границы будет меньше единицы даже в отсутствие магнитного поля. В нормальном немагнитном металле распаривание происходит за счёт тепловых флуктуаций. В случае контакта сверхпроводник/ферромагнетик появляется ещё один распаривающий фактор – обменное взаимодействие, которое пытается выстроить спины электронов в одном направлении, т.е. разрушить пару, которая образована из электронов с противоположно направленными спинами. Если температура Кюри ферромагнетика много больше критической температуры сверхпроводника, то средняя обменная энергия в ферромагнетике $E_{ex} \gg k_B \cdot T$, и обменное взаимодействие можно считать единственным распаривающим фактором. В таком случае наведенный параметр порядка не только затухает, но и осциллирует.

Системами, в которых реализуются эффекты близости являются искусственные низкоразмерные гетероструктуры с чередующимися ферромагнитными и сверхпроводящими слоями. Поскольку толщины слоев подобных структур соразмерны с различными корреляционными длинами, известными в физике твердого тела, то в гетероструктурах возможно наблюдение физических явлений, которые не наблюдаются в объемном веществе. Ввиду разнообразия предсказанных эффектов близости [2] в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник, обусловленных взаимодействием ферромагнитного и сверхпроводящего параметров порядка, подобные структуры представляют большой интерес. Но для большинства S/F гетероструктур, состоящих из элементарных металлов или сплавов, температура Кюри T_F значительно превышает температуру сверхпроводящего перехода T_c , а следовательно, ферромагнитный параметр порядка больше сверхпроводящего. Поэтому для подобных структур большинство предсказанных и наблюдаемых экспериментально эффектов связано с изменением сверхпроводящих свойств под влиянием ферромагнетизма. Эффекты близости, связанные с влиянием сверхпроводимости на ферромагнетизм менее изучены. Один из возможных путей создания систем с возможностью управления магнитными свойствами системы с помощью сверхпроводящего параметра порядка — это использование сверхпроводников и ферромагнетиков со сравнимыми температурами сверхпроводящего перехода и температурой Кюри. Как возможные кандидаты — это высокотемпературные купратные сверхпроводники и ферромагнитные манганиты. Но, во-первых, данные материалы обладают сложной электронной и химической структурой, во-вторых, поскольку данные материалы многокомпонентные, изготовление однородных тонких пленок является нетривиальной задачей, что осложняет возможность получения подобных гетероструктур. Тем не

менее в S/F системах по-прежнему ожидаются значительные магнитные эффекты близости, если эффективная обменная энергия $E_F \sim T_F d_F / d_S$ сравнима с $E_S \sim T_C$, где d_F (d_S) - толщины F(S) слоёв [2]. Таким образом эффективная обменная энергия определяется и соотношением толщин ферромагнитного и сверхпроводящего слоёв. Увеличить конкуренцию двух фаз в пользу сверхпроводимости можно за счет малой толщины ферромагнитного слоя ($\sim 1 \pm 10$ нм) и за счет достаточно большой толщины сверхпроводящего слоя ($\sim 10 \pm 100$ нм), при которых сверхпроводник проявляет свойства объемного вещества, в частности, критической температуры, которая зависит от толщины слоя. Таким образом для реализации данных эффектов толщина ферромагнитного слоя должна быть порядка корреляционной длины сверхпроводимости в ферромагнетике ξ_F . В работе показано, что в случае таких малых толщин ферромагнитных слоёв, слои получают неоднородными, что проявляется в образовании кластеров одного элемента в среде из другого элемента.

Ранее не исследовались особенности эффектов близости, обусловленных влиянием сверхпроводимости на магнитное упорядочение системы, в неоднородных гетероструктурах. Неоднородность структуры заключается в наличии кластеров, что приводит к образованию неравновесного состояния суперпарамагнетизма. Таким образом в работе исследовались эффекты, обусловленные изменением неравновесного суперпарамагнитного состояния вблизи температуры сверхпроводящего перехода структуры.

Целью работы являлось исследование влияния эффектов близости на магнитные и сверхпроводящие свойства неоднородных многослойных структур с чередующимися ферромагнитными и сверхпроводящими слоями.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

1. Исследование температурного и временного поведения магнитных и сверхпроводящих свойств структур V/FeV/V(Cr)/FeV/Nb, Nb/CuNi, Nb/Gd/Nb и [Nb/Gd] \times 12.
2. Новые разработки методов регистрации на рефлектометре РЕМУР на реакторе ИБР-2, включая рефлектометрию в реальном времени.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Установлено, что магнитные и сверхпроводящие свойства гетероструктур V/Fe_{0.7}V_{0.3}/V/Fe_{0.7}V_{0.3}/Nb, Nb(70 нм)/Cu_{0.35}Ni_{0.65}(4 нм), Nb(70 нм)/Cu_{0.19}Ni_{0.81}(2,3,4нм), Nb(25нм)/Gd(0.8÷7.5 нм)/Nb(25нм) и [Nb(25нм)/Gd(1.2,3,5нм)]₁₂ обусловлены наличием суперпарамагнитных кластеров.
2. Установлена связь магнитного момента ферромагнитного слоя и критической сверхпроводящей температуры структур Nb(70 нм)/Cu_{0.19}Ni_{0.81}(2,3,4нм) и Nb(25нм)/Gd(0.8÷7.5 нм)/Nb(25нм), проявляющаяся в уменьшении критической температуры при увеличении магнитного момента.
3. Наблюдался диамагнетизм структур V/Fe_{0.7}V_{0.3}/V/Fe_{0.7}V_{0.3}/Nb, Nb(70 нм)/Cu_{0.35}Ni_{0.65}(4 нм) и Nb(70 нм)/Cu_{0.19}Ni_{0.81}(2,3,4нм) при $T > T_C$ и переориентация магнитных моментов систем структуры при сверхпроводящем переходе.
4. Обнаружен диамагнетизм периодических структур [Nb(25нм)/Gd(1.2,3,5нм)]₁₂ при температуре ниже сверхпроводящей критической.
5. Установлена корреляция поведения магнитных структур с корреляционной длиной от ангстрем до микрон в многослойных системах Nb(70 нм)/Cu_{0.35}Ni_{0.65}(4 нм) и Nb(70 нм)/Cu_{0.19}Ni_{0.81}(4нм), проявляющаяся в уменьшении намагниченности при температурах 4 К и 2.5 К ниже сверхпроводящей критической.
6. Наблюдалось намагничивание доменной структуры и размагничивание системы кластеров при уменьшении температуры ниже сверхпроводящей критической в структуре V/Fe_{0.7}V_{0.3}/V/Fe_{0.7}V_{0.3}/Nb, при этом полный магнитный момент структуры стремился к нулю.

7. Наблюдалась релаксация магнитного состояния структуры V/Fe_{0.7}V_{0.3}/V/Fe_{0.7}V_{0.3}/Nb при температуре ниже сверхпроводящей критической, обусловленная взаимодействием кластеров и доменов, что проявлялось в двухступенчатом изменении плотности доменных стенок и когерентных осцилляциях направления магнитных моментов кластеров.
8. Выполнено развитие метода нейтронной рефлектометрии, что заключалось в регистрации сопутствующего вторичного излучения в виде заряженных частиц и гамма-квантов, вылетающих после захвата нейтронов ядрами вещества и в виде нейтронов с переворотом спина при отражении от магнитно-неколлинеарной среды. Установлено, что пространственное разрешение при определении положения излучающего слоя может составлять 1 нм.

Научная новизна работы. В работе впервые:

1. Обнаружена упорядоченная решётка ядерно-магнитных кластеров в гетероструктуре.
2. Подтверждено высокое значение корреляционной длины сверхпроводимости в гадолинии $\xi_F = 4$ нм.
3. Обнаружено перемагничивание магнитного слоя при сверхпроводящем переходе в гетероструктуре.
4. Установлена перестройка магнитного состояния структуры при температуре ниже T_C в узком диапазоне температуры $\Delta T < 2$ К.
5. Обнаружено изменение магнитных свойств структуры под влиянием сверхпроводимости и релаксация магнитного состояния структуры в частотном диапазоне 0.06-0.3 мГц.
6. Применена нейтронная рефлектометрия в реальном времени для исследования релаксации магнитного состояния гетероструктуры.

Научная и практическая значимость работы:

Установленные в результате выполнения данной работы эффекты близости в неоднородных ферромагнитно-сверхпроводящих гетероструктурах вносят значительный вклад в современные представления о сосуществовании сверхпроводимости и ферромагнетизма в низкоразмерных системах. Полученные экспериментальные результаты могут быть востребованы в научных лабораториях, занимающихся проблемами сверхпроводимости, магнетизма, физики наноструктур, и в будущем могут быть полезны при развитии таких направлений технологий, как спинтроника, квантовый и нейроморфный компьютеринг.

Апробация работы. Результаты, представленные в диссертационной работе, докладывались на международных и российских конференциях, на приглашенных семинарах и на семинарах в отделе Нейтронных исследований конденсированных сред Лаборатории нейтронной физики им. И.М. Франка, заседаниях программно – консультативного комитета по физике конденсированных сред ОИЯИ:

1. XXIV Научная конференция молодых учёных и специалистов ОИЯИ в 2020 г., г. Дубна, Россия.
2. Международная конференция по исследованию конденсированных сред на реакторе ИБР-2 в 2015, 2017, 2020 гг., г. Дубна, Россия.
3. 42, 47, 49, 51 сессии программно-консультативного комитета по физике конденсированных сред ОИЯИ в 2015, 2018, 2019 и 2020 гг., г. Дубна, Россия.
4. Европейская конференция по рассеянию нейтронов, г. Санкт-Петербург, Россия, 30 июня – 5 июля, 2019 г.
5. Приглашенный доклад на семинаре в ИФМ УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия, 2019.
6. 18-я международная Балканская конференция по прикладной физике, г. Константа, Румыния, 2018.
7. Поляризованные нейтроны для исследования конденсированных сред, г. Абингтон, Англия, 2018.

8. VI школа по физике поляризованных нейтронов, г. Гатчина, Россия, 2017.
9. Falling Walls Lab Dubna 2017.
10. Радиоэлектроника, электротехника и энергетика: 22 и 23 Международная научно-техническая конференция студентов и аспирантов в 2016 и 2017 гг., НИУ «МЭИ», г. Москва, Россия.
11. Приглашённый доклад на семинаре в ИФТТ РАН, г. Черноголовка, Россия, 2016.
12. XX Международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», г. Нижний Новгород, Россия, 2016.
13. VI Всероссийская молодёжная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики, ФИАН, г. Москва, Россия, 2015.
14. Третье совещание по малоугловому рассеянию нейтронов «Муромец-2015», г. Гатчина, Россия, 2015.

Публикации по теме диссертации

По материалам диссертации опубликовано 8 статей в научных рецензируемых журналах, зарегистрирован 1 патент. Список основных публикаций приводится в конце автореферата. Основные результаты по теме диссертации опубликованы в работах в изданиях, рекомендованных ВАК (8 из которых индексируются международными системами цитирования Web of Science и Scopus [A1-A8] и 6 индексируются национальной библиографической базой данных научного цитирования РИНЦ [A1-A6]).

Личный вклад автора. Автор участвовал в разработке нейтронных методов исследований, формулировке задач исследований, проведении измерений, обработке и анализе экспериментальных данных.

Достоверность результатов обеспечивается использованием современных методик экспериментальных исследований и методов обработки экспериментальных данных. Проведением экспериментов с соблюдением идентичности экспериментальных условий. Согласием полученных данных с данными других авторов. Публикацией результатов работы в реферируемых журналах.

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения. Полный объём диссертации составляет 162 страницы с 76 рисунками и 4 таблицами. Список литературы содержит 160 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цель и задачи исследования, аргументирована научная новизна и показана практическая значимость полученных результатов, изложены выносимые на защиту положения.

В первой главе рассматриваются новые разработки в методе нейтронной рефлектометрии, выполненные в рамках диссертационной работы. Рефлектометрия поляризованных нейтронов является одним из наиболее информативных методов исследования низкоразмерных гетероструктур с нанометровым разрешением [3, 4]. На рис. 1 представлена схема рефлектометрического эксперимента. Нейтронный пучок падает под углом скольжения θ на образец. Отраженные и рассеянные от образца нейтроны регистрируются двумерным позиционно-чувствительным детектором. Зеркально отраженные нейтроны и прошедшие структуру нейтроны дают информацию о средних в плоскости образца ядерном и магнитном комплексных потенциалах взаимодействия нейтрона со структурой [5]. Метод позволяет также исследовать неоднородности структуры, в том числе магнитные. Для этого необходима регистрация картин малоуглового рассеяния (GISANS) и дифракции (GIND) в скользкой геометрии.

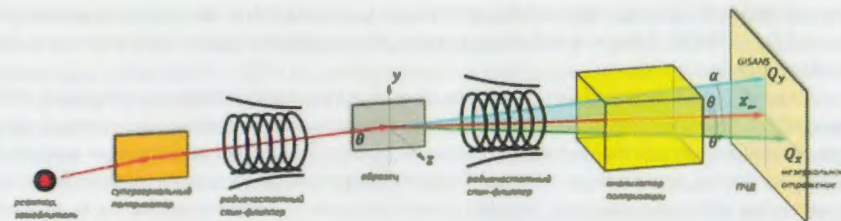


Рис. 1. Схема рефлектометрического эксперимента.

При выполнении данной работы использовались рефлектометры поляризованных нейтронов REMUP и NREX. Времяпролётный спектрометр REMUP [6], расположен на канале №8 импульсного реактора ИБР-2 в Дубне (Россия). Реактор ИБР-2 работает с частотой повторения импульсов мощности 5 Гц, длительность импульса нейтронов при водяном замедлителе толщиной 5 см составляет 340 мкс. Спектрометр NREX – нейтронный рефлектометр, расположенный на реакторе FRM-II (Гархинг, Германия) мощностью 20 МВт. Рабочая длина волны рефлектометра - 4.28 Å.

Рассеяние нейтронов изучалось путём непосредственной регистрации рассеянных нейтронов, так и путём измерения когерентно отражённых и прошедших структуру нейтронов. В последнем случае метод был развит для случая скользкого падения поляризованных нейтронов. Суть его состоит в следующем. Процессы прохождения нейтронов через структуру описываются зависящими от спиновых состояний нейтрона “+” и “-” (с проекцией спина вдоль и против направления магнитного поля) коэффициентами отражения (R^+ , R^-), пропускания (Tr^+ , Tr^-), рассеяния (S^+ , S^-) и поглощения (M^+ , M^-) нейтронов. При этом когерентный процесс распространения нейтронов описывается коэффициентами отражения и пропускания, некогерентный – коэффициентами рассеяния. Коэффициенты рассеяния и поглощения нейтронов отвечают за утечку нейтронов из канала когерентного распространения и определяются поэтому мнимыми частями потенциала взаимодействия нейтронов со структурой. Коэффициенты рассеяния нейтронов $S^{+(-)}(Q_z)$ определялись из данных канала когерентного распространения нейтронов из соотношения:

$$S^{+(-)} = 1 - (R + Tr + M)^{+(-)} \quad (1)$$

Коэффициент поглощения нейтронов M элементами структур не превышает 10^{-3} , коэффициент рассеяния примесными атомами водорода также не превышает 10^{-3} , поэтому соотношение можно использовать для определения с точностью до 10^{-3} величины $S(Q_z)$ из измеряемых экспериментально коэффициентов отражения $R(Q_z)$ и пропускания $Tr(Q_z)$ нейтронов. В зависимости от плоскости рассеяния пучок нейтронов даёт информацию о шероховатостях границ раздела и неоднородностях с корреляционной длиной в диапазоне значений $1 \div 100$ мкм (незеркальное рассеяние нейтронов) или о неоднородностях с корреляционной длиной в диапазоне $1 \div 100$ нм (малоугловое или дифракционное рассеяние в скользкой геометрии).

В работе использовалась рефлектометрия поляризованных нейтронов в реальном времени для исследования процессов релаксации магнитного состояния гетероструктуры. Эксперименты с нейтронами в реальном времени, когда в течение времени t в $n=t/\Delta t$ интервалах времени длительностью Δt регистрируются зеркально отраженные и рассеянные нейтроны, позволяют измерять нестационарные процессы, период изменения которых T превышает Δt ($T > \Delta t$). Очевидно, что Δt в данном случае определяет временное разрешение измерений. Минимальное значение Δt определяется интенсивностью нейтронов I и величиной изменения интенсивности нейтронов ΔI , обусловленной исследуемым временным процессом. Для уменьшения Δt нужно увеличивать интенсивность счета нейтронов I , что соответствует увеличению светосилы спектрометра нейтронов. Рефлектометрия нейтронов из-за малого телесного угла видимости источника нейтронов (порядка 10^{-5} ср) и малого сечения пучка нейтронов на исследуемом образце (порядка 0.1 см²) не является светосильным методом измерений. В работе показано, что на установке REMUP минимальное

достижимое значение периода временного изменения T_{min} составляет 5 мин (максимальная частота изменений $f_{max}=3.3$ мГц). Данное значение одинаково, как для канала зеркального отражения, так и для канала рассеяния нейтронов.

В данной главе описаны созданные на спектрометре поляризованных нейтронов РЕМУР реактора ИБР-2 каналы регистрации нейтронов с переворотом спина, заряженных частиц и гамма-квантов. Приведены результаты тестовых измерений, демонстрирующие возможности метода. Это актуально, например, при изучении явлений близости, возникающих на границе раздела двух сред. Это, в частности, относится к границе раздела двух сред сверхпроводника и ферромагнетика. Из-за взаимного влияния ферромагнетизма и сверхпроводимости, обусловленного конечными значениями длин когерентности, происходит существенная модификация магнитных и сверхпроводящих свойств. Проявляется это, в частности, в изменении пространственного распределения намагниченности. Важно установить соответствие магнитного пространственного профиля (пространственной зависимости намагниченности) ядерным пространственным профилям элементов контактирующих сред. Для определения пространственного магнитного профиля используется стандартный метод рефлектометрии поляризованных нейтронов, позволяющий определить потенциал взаимодействия нейтрона со средой. На границе раздела двух сред потенциал взаимодействия является суммой потенциалов взаимодействия проникающих друг в друга элементов. Стандартная рефлектометрия нейтронов не позволяет установить, с какими элементами связаны изменения потенциала взаимодействия и, в частности, магнитного профиля. Для определения пространственного распределения плотности изотопов необходимо регистрировать вторичное излучение [7]. Источником вторичного излучения являются заряженные частицы, гамма-кванты и осколки деления ядер. При более широкой трактовке к вторичному излучению следует отнести потоки нейтронов, некогерентно рассеянных на ядрах атомов, неупруго рассеянных атомами и средой, а также диффузно рассеянных на границах раздела и неоднородностях в слоях структуры. К особому вторичному излучению относятся нейтроны, испытавшие когерентный переворот спина в неколлинеарной магнитной структуре. В этом случае при распространении спинора нейтрона происходит "поглощение" нейтронов в начальном спиновом состоянии, и появляются нейтроны, испытавшие переворот спина. Также возможно формировать в структуре нейтронные стоячие волны [3, 4]. Неоднородная плотность нейтронных стоячих волн, различная для разных длин волн нейтронов, позволяет из длинноволновых зависимостей интенсивности первичного (нейтроны) и вторичного излучения определять пространственный профиль изотопа.

В главе приведены результаты тестирования канала регистрации нейтронов с переворотом спина с помощью слоистых структур, содержащих магнитный слой CoFe (5 нм) [A5]. Магнитный слой расположен на некотором расстоянии (10, 20 нм) от рефлектора нейтронов в виде подложки из стекла толщиной 5 мм. На рис. 2 приведены зависимости интенсивности отражения нейтронов с переворотом спина для структур V(20 нм)/CoFe(4 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(5 нм)/стекло (1) и V(20 нм)/CoFe(4 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(15 нм)/стекло (2) в состоянии спин-флипперов "вкл-выкл".

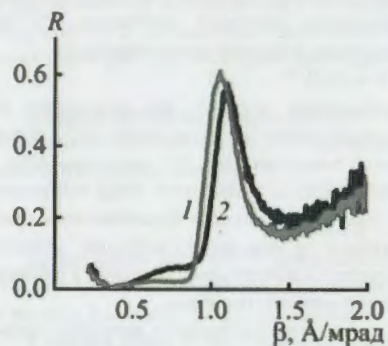


Рис. 2. Коэффициент отражения нейтронов от структур V(20 нм)/CoFe(4 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(5 нм)/стекло (1) и V(20 нм)/CoFe(4 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(15 нм)/стекло (2) в состоянии спин-флипперов "вкл-выкл".

нейтронов в виде подложки из стекла толщиной 5 мм. На рис. 2 приведены зависимости интенсивности отражения нейтронов с переворотом спина для структур V(20 нм)/CoFe(4 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(5 нм)/стекло (кривая 1) и V(20 нм)/CoFe(4 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(15 нм)/стекло (кривая 2) при угле скольжения пучка нейтронов $\theta=3$ мрад, напряженности магнитного поля 295 Э и угле наклона магнитного поля к плоскости структуры 70° . Из рисунка видно, что с увеличением расстояния от магнитного слоя до отражателя нейтронов от 10 (L1) до 20 нм (L2) параметр $\beta_{max} = \lambda/\theta$ при

максимальном коэффициенте отражения, который определяет пространственное положение слоя, увеличился на 10%. Экспериментальная неопределенность β при $\lambda = 2 \text{ \AA}$ составляет 1%. Минимальное значение $\delta L = L2 - L1$, определяемое неопределенностью λ , составляет 0.5 нм.

В главе приводятся результаты по реализации канала регистрации заряженных частиц на рефлектометре поляризованных нейтронов РЕМУР [A6]. Основным элементом канала регистрации заряженных частиц является ионизационная камера, размещенная в гониометре узла образца (рис. 3). Нейтронный пучок входит в камеру через входное окно и попадает на исследуемую

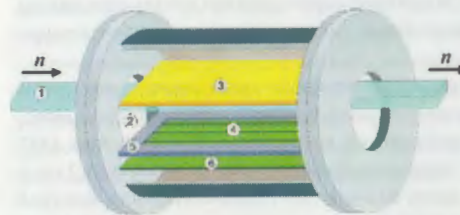


Рис. 3. Схема ионизационной камеры: 1- пучок нейтронов; 2 – входное и выходное окна; 3 – катод; 4 – сетка; 5 – рамка сетки; 6 – коллектор (анод).

структуру, установленную на катоде камеры. Отраженный и преломленный пучки нейтронов выходят из камеры через выходное окно и регистрируются позиционно-чувствительным детектором He-3, расположенным на расстоянии 5 м от камеры. Интенсивность рассеяния нейтронов при прохождении окон камеры не превышает 0.5%. Для установки угла скольжения пучка нейтронов к плоскости исследуемой структуры ионизационную камеру ориентируют, поворачивая вокруг вертикальной оси в диапазоне $1.5 \div 10$ мрад с точностью 0.1 мрад.

Для тестирования канала были изготовлены методом магнетронного распыления четыре структуры: V(10 нм)/CoFe(5 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(5 нм)/стекло(структура №1), V(10 нм)/CoFe(5 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(15 нм)/стекло(структура №2), Cu(10 нм)/V(65 нм)/CoFe(5 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(5 нм)/стекло(структура №3), Cu(10 нм)/V(55 нм)/CoFe(5 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(15 нм)/стекло(структура №4). В своём составе структуры содержали слои ⁶LiF(5 нм) и CoFe(5 нм), которые были расположены рядом, но помещены на разном расстоянии (5 и 15 нм) от подложки из стекла, служащей отражателем нейтронов. Захват нейтронов ядрами ⁶Li приводит к распаду возбуждённых ядер с образованием заряженных альфа-частиц и тритонов. Пространственные профили элементов, полученные нейтральной масс-спектрометрией, показали, что границы раздела слоёв имеют протяжённость порядка 5 нм в направлении в глубину структуры.

Интенсивности нейтронов и заряженных частиц регистрировались в зависимости от времени пролёта нейтронами расстояния от замедлителя нейтронов реактора до детектора нейтронов t_n и ионизационной камеры t_c , соответственно. На рис. 4 представлены экспериментальные зависимости заряженных частиц $I_n(\beta)$ для структур №3(1) и №4(2). Интенсивность нормировалась на максвелловский спектр тепловых нейтронов, по оси абсцисс - длина волны нейтрона, приведенная к углу скольжения. Для этих структур реализуется режим усиленных стоячих нейтронных волн, при котором положение слоя с ядрами лития определяется величиной интенсивности заряженных частиц при резонансных значениях волнового вектора. В случае структуры №3, для которой расстояние от слоя лития до отражателя нейтронов меньше, первый пик больше по величине, а второй меньше, чем для структуры №4.

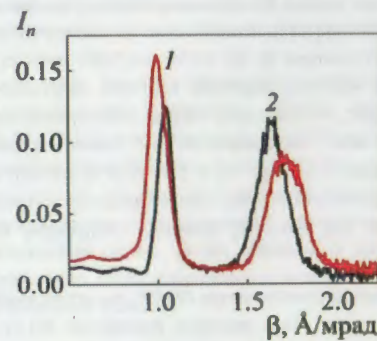


Рис. 4. Нормированная интенсивность заряженных частиц для структур №3(1) и №4(2).

Подгонка экспериментальных данных к теоретическому расчету, показала, что толщины структур на 5±25 % превышают значения, полученные методом вторичной нейтральной масс-спектрометрии. При этом полученная разность в положении слоя ${}^6\text{Li}$ относительно подложки для структур №2 и №1 составляет 5.5 нм, а для структур №3 и №4 – 4 нм. Таким образом и в том, и в другом случае, полученное значение меньше номинального значения 10 нм, которое закладывалось при изготовлении структур. Показано, что пространственное разрешение не хуже 5.0 нм.

Можно заключить, что на спектрометре РЕМУР создан канал регистрации заряженных частиц. Показано, что при измерениях в течение нескольких часов чувствительность и пространственное разрешение находятся в нанометровом диапазоне. Полученные характеристики канала регистрации заряженных частиц позволят проводить эффективные исследования пространственного распределения изотопов в слоистых наноструктурах.

Также на спектрометре РЕМУР был реализован и протестирован канал регистрации гамма-квантов. Для регистрации гамма-квантов использовался полупроводниковый германиевый детектор, работающий в диапазоне 3 кэВ–10 МэВ [A5].

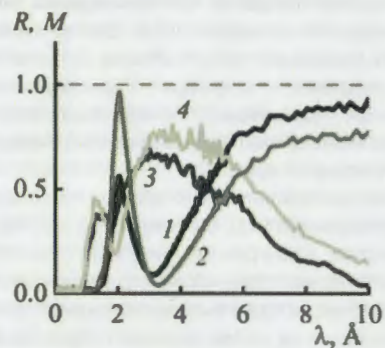


Рис. 5. Длинноволновые зависимости коэффициента отражения нейтронов (1, 2) и нормированных парциальных коэффициентов поглощения нейтронов (3, 4) для структур № 5 (1, 3) и № 6 (2, 4).

Германиевый кристалл имеет диаметр 61.2 мм и длину 87.3 мм. Для гамма-излучения с энергией 1.33 МэВ эффективность регистрации составляет 45 %, а разрешение по энергии 2 кэВ. Для тестирования канала использовали структуры, содержащие слои естественного гадолиния. Регистрировали сильнейший переход в изотопе ${}^{157}\text{Gd}$ при энергии гамма-квантов 181.94 кэВ, доля которого в полном сечении взаимодействия нейтронов с изотопом составляет $\alpha_{\text{Gd-En}}=0.1833$. Распространенность же изотопа ${}^{157}\text{Gd}$ в естественной смеси составляет $\alpha_{\text{Gd-Nat}}=0.1568$. С учетом этого парциальный коэффициент изотопа ${}^{157}\text{Gd}$ в смеси естественного гадолиния, соответствующий гамма-излучению с энергией 181.94 кэВ, равен $\alpha_p=\alpha_{\text{Gd-En}}\alpha_{\text{Gd-Nat}}=0.029$. Соответственно, парциальное сечение захвата нейтронов при длине волны нейтронов 1.8 Å составляет $\sigma_p=7.3$ кбарн. Для тестирования канала были использованы структуры, изначально описываемые формулами V(20 нм)/Gd(5 нм)/Cu(100 нм)/стекло (структура № 5), V(10 нм)/V(55 нм)/Gd(5 нм)/V(15 нм)/Cu(100 нм)/стекло (структура № 6), Cu(10 нм)/V(65 нм)/Gd(5 нм)/V(5 нм)/Cu(100 нм)/стекло (структура № 7) и Cu(10 нм)/V(55 нм)/Gd(5 нм)/V(15 нм)/Cu(100 нм)/стекло (структура № 8). Из зависимостей рис. 5 следует, что разность между минимумами на зависимостях коэффициента отражения нейтронов или максимумами на зависимостях интенсивности гамма-излучения для двух структур составляет $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 0.18 \text{ Å}$ ($\lambda = 3.24 \text{ Å}$), и это соответствует изменению расстояния между слоем гадолиния и отражателем из меди $\Delta z = 4 \text{ нм}$. Учитывая, что разрешение по длине волны составляет $2\delta\lambda = 0.04 \text{ Å}$, получим следующее из разрешения минимальное значение $\Delta z_{\text{min}} = \frac{2\delta\lambda\Delta z}{\Delta\lambda} \approx 0.9 \text{ нм}$.

Таким образом в результате работы в настоящее время на спектрометре РЕМУР для измерений доступно достаточно большое количество изотопов элементов. При времени измерения $t=1$ сут, разрешении по волновому вектору $\frac{\delta k}{k} = 0.1$, $\lambda = 1.5 \text{ Å}$, сечении пучка на образце 0.1 см², толщине слоя 5 нм и плотности потока нейтронов на образце $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ параметры следующие: для канала регистрации гамма-квантов $\sigma_{\text{min}} = 0.3$ барн более 100 изотопов имеют сечение $\sigma > 0.3$ барн; в канале поляризованных нейтронов минимальная перпендикулярная вектору поляризации нейтронов 1 Гс.

В данной главе также описана методика калибровки рефлектометра поляризованных нейтронов в случае малого, приложенного перпендикулярно плоскости образца, магнитного поля

[A9]. При движении нейтрона в малом магнитном поле, когда скорость изменения направления магнитного поля $d\varphi/dt$ сравнима с частотой прецессии ω_L магнитного момента нейтрона вокруг вектора напряжённости магнитного поля, амплитуда прохождения нейтрона через область магнитного поля является матрицей 2×2 . Элементы матрицы являются амплитудами перехода нейтрона \mathcal{T}_{if} из двух начальных спиновых состояний нейтрона "f" на направление магнитного поля в два конечные спиновые состояния "i". В результате, экспериментально определяются четыре коэффициента прохождения в случае без структуры $\mathcal{T}1_{if} = k_a |t_a t_b|^2 k_b^{-1}$ и четыре коэффициента прохождения при наличии структуры $\mathcal{T}2_{if} = k_a |t_a r_{str} t_b|^2 k_b^{-1}$, где t_b и t_a – амплитуды прохождения в магнитном поле до и после структуры, соответственно, r_{str} – искомая амплитуда отражения от структуры, k_b и k_a – волновой вектор в среде до и после участка с неоднородным полем соответственно. Для определения t_b и t_a измеряется вектор напряжённости магнитного поля (рис. 6а), определяющий магнитный векторный потенциал взаимодействия нейтрона с магнитным полем. С учётом незначительного отражения нейтронов от магнитного поля амплитуды t_b и t_a фактически являются произведениями амплитуд отдельных последовательных участков магнитного поля, на которых магнитное поле является постоянным.

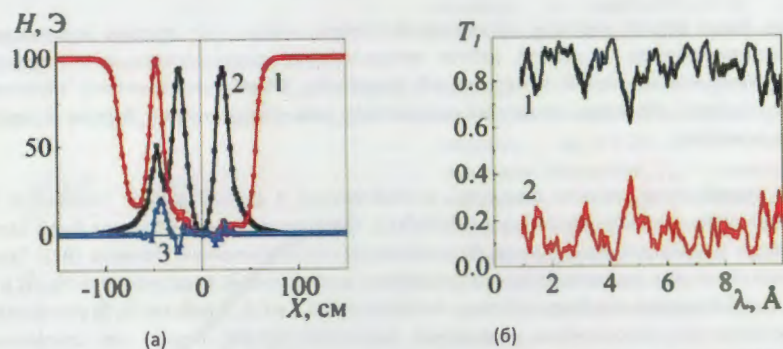


Рис. 6. (а) Экспериментально измеренное распределение магнитного поля $H(x)$, где x – координата вдоль пучка, на установке РЕМУР в случае, когда перпендикулярно плоскости образца приложено поле $H_z=1.5 \text{ Э}$, где 1 – зависимость $H_z(x)$, 2 – зависимость $H_x(x)$, 3 – зависимость $H_y(x)$; (б) Расчётные зависимости коэффициента прохождения \mathcal{T}_{if} для данной магнитной системы в случае без структуры: 1 – коэффициент прохождения для нейтронов без переворота спина; 2 – коэффициент прохождения для нейтронов с переворотом спина.

На рис. 6б приведена экспериментальная зависимость \mathcal{T}_{if} для магнитного поля электромагнита установки РЕМУР. На рис. 7а приведена расчётная зависимость $R_{str} = k_a |r_{str}|^2 k_b^{-1}$ для структуры Fe(100 нм)//Si, где Fe – намагниченный слой со значениями намагниченности $M_z=7 \text{ кЭ}$ и $M_y=7 \text{ кЭ}$, при этом образец находится во внешнем деполаризующем поле (см. рис. 6). На рис. 7б приведена зависимость \mathcal{T}_{if} для данной структуры. Видно, что $\mathcal{T}2$, из-за неадиабатического движения магнитного момента нейтрона в магнитном поле, существенно отличается от R_{str} . Таким образом, в данном способе амплитуда r_{str} определяется в результате сравнения экспериментальных значений $\mathcal{T}2_{if}$ с расчётными при известном распределении вектора магнитного поля.

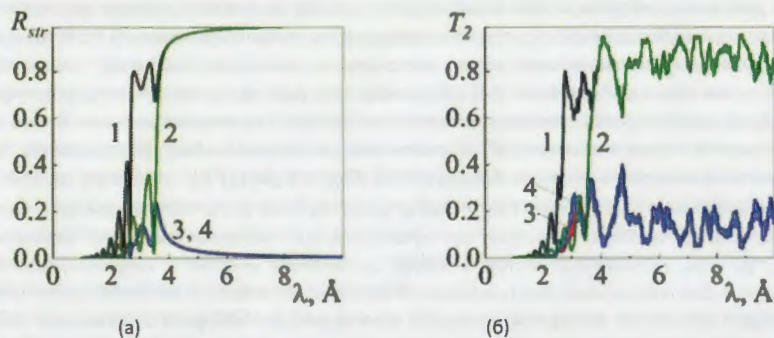


Рис. 7. (а) Расчётная зависимость R_{str} для структуры Fe(100 нм)/Si, где Fe – намагниченный слой со значениями намагниченности $M_1=7$ кЭ и $M_2=7$ кЭ, при этом образец находится во внешнем деполаризующем поле (см. рис. 6); состояния спектрометра: (off,off) – 1, (on,on) – 2, (off,on) – 3, (on,off) – 4. Угол скольжения равен $\theta=5$ мрад. (б) Зависимость T_2 для данной структуры.

Для более полной картины исследований помимо нейтронных методов использовались также комплементарные. В данной работе использовались такие методы как: малоугловое рассеяние рентгеновских лучей в скользкой геометрии, СКВИД-магнитометрия, резистивные измерения слоистой структуры, вторичная нейтральная масс-спектрометрия. В главе приводится краткое их описание.

Во второй главе описаны структуры, исследованные в данной работе, различного типа: V/FeV/V(Cr)/FeV/Nb, Nb/CuNi, Nb/Gd/Nb и [Nb/Gd] \times 12. При приготовлении образцов были сделаны теоретические оценки для однородных ферромагнитно-сверхпроводящих структур [A1]. Так, для уменьшения обменного взаимодействия использовался разбавленный ферромагнетик Fe $_{1-x}$ V $_x$ в виде смеси железа с ванадием, где были выбраны значения $x=0, 0.3$ и 0.6 . В работах [8, 9] указывается на антиферромагнитное упорядочения магнитных моментов атомов железа по отношению к индуцированным ими магнитным моментам атомов. Известно, что магнитные моменты двух ферромагнитных слоёв железа или кластеров, разделённых промежуточным слоем ванадия (или хрома) определённой толщины благодаря косвенному обменному взаимодействию, упорядочиваются антиферромагнитно, что “облегчает” прохождение сверхпроводящей пары через ферромагнитные слои. В этой связи, приготовленные структуры содержали по два слоя Fe $_{1-x}$ V $_x$ с эквивалентной толщиной объёмного материала в слое равной 1 нм, которые были разделены промежуточным слоем из ванадия или хрома.

Структуры Ta(20нм)/V(150нм)/Fe $_{1-x}$ V $_x$ (1нм)/V(Cr)(1.2нм)/Fe $_{1-x}$ V $_x$ (1нм)/Nb(150нм)/Si были изготовлены в центре Гельмгольца (Берлин, Германия). Основные результаты в работе были получены для структуры Ta(20нм)/V(150нм)/Fe $_{0.7}$ V $_{0.3}$ (1нм)/V(1.2нм)/Fe $_{0.7}$ V $_{0.3}$ (1нм)/Nb(150нм)/Si (далее сокращенно V/FeV/V/FeV/Nb). Исследуемые структуры изготавливались последовательным магнетронным распылением элементов на подложку Si(0.5 мм) в камере MAGSSY в научном центре Гельмгольца (Берлин, Германия).

На рис. 8 показана зависимость магнитного момента от напряженности магнитного поля для структуры V/Fe/Cr/Fe/Nb. Наблюдается характерная для суперпарамагнитных кластеров полевая зависимость намагниченности для данного типа структур.

На рис. 9 приведена зависимость магнитного момента при охлаждении в нулевом магнитном поле (ZFC) и в магнитном поле (FC) напряжённостью $H=20$ Э. Видно, что существует температура слияния (температура блокировки) зависимостей FC и ZFC, составляющая $T_b(20 \text{ Э})=150$ К. Далее значение T_b используется при определении намагниченности магнитных кластеров. Ниже температуры блокировки наблюдается гистерезис, связанный с уменьшением тепловой энергии по сравнению с магнитной энергией μH , где μ – магнитный момент кластера. Наличие температуры блокировки указывает на наличие суперпарамагнитных кластеров.

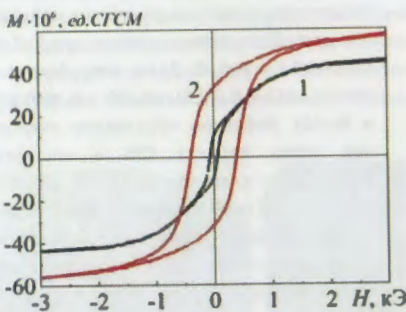


Рис. 8. Зависимость магнитного момента от напряженности магнитного поля для структуры V/Fe/Cr/Fe/Nb, при температуре 300 К (1) и 12 К (2).

Для оценки величины магнитного момента и намагниченности кластеров

использовалось приведенное в работах [10, 11] соотношение для температуры блокировки $T_b(H)$ в зависимости от величины магнитного поля:

$$T_b(H) = T_b(0)(1 - H/H_c)^m \quad (2)$$

где $T_b(0) = kV/25k_B$, $H_c = 2k/J_{cl}$, $k = H_c J_{cl}/2$ – константа кристаллической анизотропии, V – объём кластера, $k_B = 1.38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град – константа Больцмана, J_{cl} – намагниченность насыщения кластера, $m = 2$ в случае небольшого поля. При этом используется значение диаметра кластера, полученное из синхротронных измерений.

Рассеяние нейтронов, как и рассеяние синхротронного излучения, позволяет определять параметры рассеивающих объектов по зависимости интенсивности рассеяния от переданного момента. Однако использование нейтронов ограничено из-за небольшой по сравнению с синхротронным излучением интенсивности нейтронных пучков.

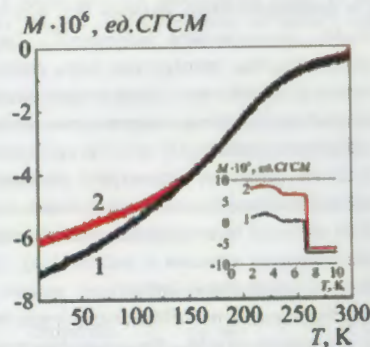


Рис. 9. Зависимость магнитного момента структуры V/FeV/V/FeV/Nb от температуры в режимах охлаждения в нулевом поле (1) и магнитном поле $H=20$ Э (2).

С другой стороны, благодаря магнитному моменту, нейтроны незаменимы при исследовании магнитных (ферромагнитные стенки) и ядерно-магнитных (кластеры) объектов. Кластеры, являясь ядерно-магнитными образованиями, рассеивают электромагнитное и нейтронное излучения.

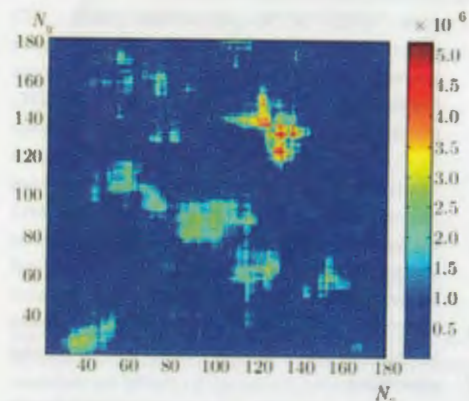


Рис. 10. Интенсивность рассеяния нейтронов в случае $T=10$ К и $H=1$ кЭ на плоскости $[N_y, N_z]$ для $P_0=+1$ при $\lambda=3.8$ Å, где N_y и N_z — номер канала детектора нейтронов по осям Y и Z, соответственно.

против направления магнитного поля. В результате моменты частично компенсируют друг друга.

Неоднородные ферромагнитно-сверхпроводящие слоистые гетероструктуры Nb/Ni_{0.65(0.81)Cu_{0.35(0.19)}, содержали магнитные кластеры и ферромагнитные домены [A1, A2]. Сплав}

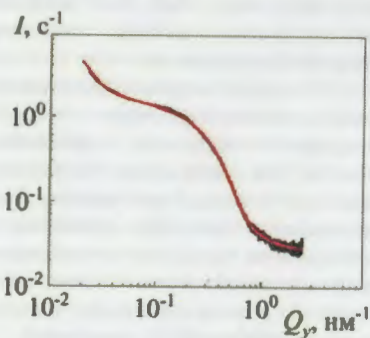


Рис. 11. Экспериментальная (черный цвет) и расчетная (красный цвет) зависимости интенсивности рассеяния синхротронного излучения для структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2) при $\vartheta=10$ мрад.

представлены экспериментальная (черного цвета) и расчетная (красного цвета) зависимости интенсивности рассеяния синхротронного излучения с длиной волны 1.4 Å, полученные для структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2), для угла скольжения $\vartheta=10$ мрад от переданного волнового вектора Q_y , направленного в плоскости структуры перпендикулярно падающему пучку. При данном угле скольжения излучение достигает магнитного слоя и рассеивается на его структурных неоднородностях. В работе показано, что если при $\vartheta=5$ мрад происходит полное зеркальное отражение от предшествующего магнитному слою слоя ниобия (глубина проникновения излучения составляет 1 нм), то при 10 мрад рассеяние в большей степени определяется магнитным слоем

Нейтронные данные показывали, что кластеры образуют решётку. На рис. 10 представлена картина отражения нейтронов от плоскостей решётки кластеров при $\lambda=3.8\pm 0.2$ Å для $T=10$ К и $H=1$ кЭ. Здесь есть ряд рефлексов при $(N_y=135$ и $N_z=135)$, $(N_y=90$ и $N_z=90)$ и $(N_y=25$ и $N_z=40)$. Рефлексы образованы наклонными под углом порядка 45% в плоскости YZ плоскостями с межплоскостным расстоянием 6.5, 3.5 и 1.8 нм и интерференцией отражений от вертикальных и горизонтальных плоскостей с межплоскостным расстоянием 20, 50 и 70 нм. Магнитные моменты кластеров для плоскостей $(N_y=135$ и $N_z=130)$ и $(N_y=25$ и $N_z=40)$ ориентированы по направлению поля (из данных получено, что интенсивность рассеяния при поляризации $P_0=+1$ превышает интенсивность рассеяния при $P_0=-1$), а для плоскостей $(N_y=90$ и $N_z=90)$ и перпендикулярных им плоскостей $(N_y=110, N_z=55$ и $N_y=60, N_z=120)$ —

Сплав Cu_xNi_{1-x} имеет низкое значение T_m . Так для сплава Cu₄₀Ni₆₀ температура Кюри составляет всего $T_m\sim 120$ К, что соответствует довольно высокому значению корреляционной длины сверхпроводимости в ферромагнетике $\xi_F\sim 10$ нм. Данные структуры изготовлены методом магнетронного распыления в ИФМ РАН (Нижний Новгород). Подробно методика изготовления описана в работе [12]. Далее будем обозначать структуры кратко как Nb/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4) и Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(h), где $h=2, 3, 4$ — толщина слоя Ni_{0.81}Cu_{0.19} в нанометрах.

Экспериментальная зависимость интенсивности рассеяния синхротронного излучения $I(Q)$ от переданного волнового вектора Q_y при скольжении падения под углом ϑ аппроксимировалась зависимостью, представленной в работах [13–15]. На рис. 11

(глубина проникновения излучения превышает 100 нм). В результате зависимость при $\vartheta=5$ мрад достаточно гладкая, в то время как при $\vartheta=10$ мрад она является квазипериодической. Из данных синхротронного излучения следует, что структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(h) характеризуются тремя размерными параметрами R_1, R_2 и R_3 . Элементарные кластеры имеют размер $R_3=3\pm 4$ нм. Наблюдены также структуры из кластеров с характерным размером $R_2=5\pm 11$ нм. Значение параметра $2R_1=130\div 200$ нм значительно превышает значения $2R_2$. Для структур Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) и Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2) он является линейным размером фрактала, а для Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(3) — линейным размером структуры неупорядоченно расположенных кластеров. Показано, что структуры V/FeV/V/FeV/Nb характеризуются двумя размерными параметрами, получено значение размера элементарного кластера $R=4.7$ нм, для линейного размера системы кластеров получено значение 11 нм.

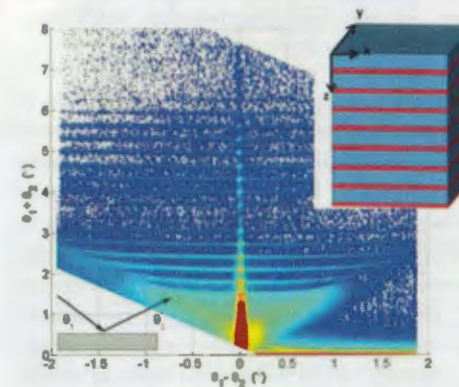


Рис. 12. Карта рассеяния рентгеновских лучей. На верхней вставке показана структура образца, где синим и красным цветами показаны слои Nb и Gd соответственно.

В табл. 3, на основе магнитометрических данных представленных в главе 4, приведены значения намагниченности кластеров J_{cl} , рассчитанные по формуле (2.3) исходя из значений температуры блокировки при двух значениях магнитного поля и данных о магнитном размере кластеров d_m . В таблице приведены также значения намагниченности насыщения J_{loy} для слоя расчетной толщины, рассчитанные исходя из значений магнитного момента в большом магнитном поле при $T\geq T_c$. Отметим, что для раствора Ni_{0.65}Cu_{0.35} намагниченность насыщения равна $J_{sol}=2$ кГс, а для раствора Ni_{0.81}Cu_{0.19} — 3.75 кГс [16]. Видно, что выполняются соотношения $J_{cl}\geq J_{loy}$. Это указывает на то, что содержание никеля по отношению к меди в кластерах больше, чем в слое расчетной толщины. Намагниченность слоя J_{loy} оказывается меньше намагниченности раствора J_{sol} и тем больше, чем меньше толщина слоя.

Таблица 3. Параметры кластеров в магнитном слое структур

Структура	d_{cl} , нм	$T_0(0)$, К	H_c , кЭ	J_{loy} , кГс	J_{cl} , кГс
Nb/Ni _{0.65} Cu _{0.35} (4)	6.6	44.1	0.422	0.75 ± 0.1	3.5 ± 1.0
Nb/Ni _{0.81} Cu _{0.19} (2)	6	35	0.983	1.6 ± 0.2	1.4 ± 0.5
Nb/Ni _{0.81} Cu _{0.19} (3)	8	90	0.451	2.2 ± 0.2	4.9 ± 1.5
Nb/Ni _{0.81} Cu _{0.19} (4)	8	142	0.403	3.0 ± 0.3	10.5 ± 4.0
V/FeV/V/FeV/Nb	9.4	183.5	0.9	2.25 ± 0.2	2.35 ± 0.2

В работе также исследовались структуры типа Nb(25 нм)/Gd(d_f)/Nb(25 нм) [A8]. В работах [17,18] показано, что системы Nb/Gd, имеют высокую степень прозрачности границ. Также гадолиний является локализованным ферромагнетиком с достаточно низкой (по сравнению с Fe, Co и Ni) температурой Кюри $T_m=293$ К (для объёмного вещества) [19]. В работе показано, что высококачественные Nb/Gd/Nb трехслойные структуры могут быть выращены методом магнетронного распыления в широком диапазоне толщин. Глубина проникновения сверхпроводящих корреляций в слой Gd в несколько раз больше, чем у сильных ферромагнетиков, таких как Fe, Co, Ni, и составляет $\xi_F = 4$ нм. Это упрощает подготовку S/F структур с $d_f\sim \xi_F$, что

актуально для исследований в области сверхпроводящей спинтроники. Также в работе были проведены исследования магнитных и сверхпроводящих свойств сверхрешеток типа $[Gd(d_f)/Nb(25\text{ нм})]_{12}$ [A9]. При этом значения d_f были выбраны следующие: $0.5\xi_F$, $0.75\xi_F$ и $1.25\xi_F$. На рис. 12 показана карта рассеяния рентгеновских лучей для образца с $d_f = 0.75\xi_F$, полученная на установке NREX. В канале отражения $\theta_2 = \theta_1$ наблюдается 15 брэгговских пиков, связанных с дифракцией на сверхрешетке с периодом $D = d_f + d_s$, показывающей высокую повторяемость Gd/Nb бислоев в z-направлении. Также видно диффузное рассеяние $\theta_2 \neq \theta_1$ в виде наклонных линий около отраженного пика Брэгга. Это указывает на высокую статистическую корреляцию шероховатостей в плоскости на границах раздела Nb/Gd в периодической структуре [20].

В третьей главе представлены результаты описывающие влияние магнитного состояния на сверхпроводящие свойства структуры. В сверхпроводящих-ферромагнитных гетероструктурах сверхпроводящий параметр порядка изменяется под влиянием магнетизма. Одно из проявлений данного влияния связано с нетривиальной зависимостью $T_c(d_f)$. В работе представлены экспериментальные данные низкотемпературных резистивных измерений, полученные для структур Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19} [A1]. На рис. 13 показаны зависимости сопротивления для структур с разной толщиной магнитного слоя. Видно, что для свежеприготовленных структур (зависимости 1–3) температура

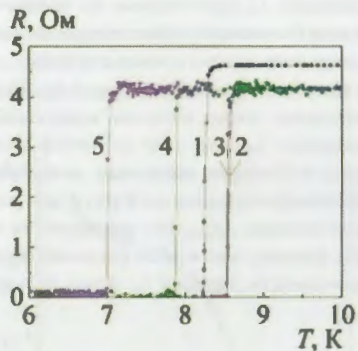


Рис. 13. Зависимость сопротивления: спустя две недели для структур Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) (1), Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(3) (2) и Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2) (3); спустя месяц после изготовления для структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2) при H=0 (4) и H=100 Э (5).

перехода уменьшается с увеличением толщины магнитного слоя. Так, для структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) температура перехода меньше на 0.3 К, чем для структур Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(3) и Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2), для которых она составила 8.52 К. Спустя месяц после изготовления температура перехода при H=0 для Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2) уменьшилась на 0.64 К. Это связано с тем, что с течением времени происходит разделение никеля и меди и образуется фракция чистого никеля, намагниченность насыщения которого выше намагниченности раствора никеля с медью, и как следствие, увеличивается намагниченность, а критическая сверхпроводящая температура структуры уменьшается. В магнитном поле 100 Э температура перехода для Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2) спустя месяц после изготовления была еще на 0.96 К меньше, чем при H=0. Подмагниченный магнитным полем ферромагнитный слой уменьшает T_c структуры по сравнению с размагниченным. Таким образом, значение температуры перехода оказалось зависящим от толщины магнитного слоя, величины магнитного поля и времени с момента изготовления структуры, а изменение T_c обусловлено величиной намагниченности. Можно заключить, что величина магнитного поля определяет температуру сверхпроводящего перехода в структуре и действие сверхпроводимости на магнитное состояние.

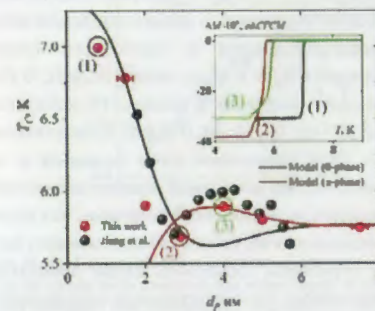


Рис. 14. Экспериментальная зависимость $T_c(d_f)$, полученная в данной работе (красные точки), и данные работы [18] (чёрные точки) с корректировкой $\delta d_f=1.5$ нм. Чёрная и красная зависимости показывают расчёт с помощью уравнений Узаделя для состояний 0 и π фазы. На вставке показаны температурные зависимости изменения магнитного момента $dm(T)=m(T)-m(T>T_c)$ для помеченных точек.

становится невозможным, а SFS структура при этом разделена на два независимых S/F бислоя.

В четвёртой главе рассматриваются эффекты близости, обусловленные влиянием сверхпроводимости на магнитное упорядочение системы, в неоднородных гетероструктурах. Неоднородность структур, заключающаяся в наличии кластеров, что приводит к образованию неравновесного состояния суперпарамагнетизма / суперспинового стекла. В таком случае эффекты близости, обусловлены изменением неравновесного суперпарамагнитного состояния вблизи температуры сверхпроводящего перехода структуры. В работе наблюдалось четыре таких эффекта близости: перемангничивание магнитного слоя при сверхпроводящем переходе [A1, A4], диамагнетизм периодической ферромагнитно-сверхпроводящей структуры [A7], перестройка магнитной структуры при $T < T_c$ [A1, A2], взаимная компенсация намагниченностей доменной структуры и кластеров [A1, A4]. Рассмотрим данные эффекты подробнее.

На рис. 9 приведены зависимости магнитного момента при охлаждении в нулевом магнитном поле (ZFC) и в магнитном поле (FC) напряжённостью $H=20$ Э для структуры V/FeV/V/FeV/Nb. Видно, что сверхпроводящий переход в слое ниобия, в отличие от перехода в слое ванадия, существенно изменяет магнитный момент структуры. При $T=8$ К, большей T_c , магнитный момент создается только магнитным слоем, в режиме ZFC магнитный момент равен $M_m(ZFC, 8\text{ К})=-7.2 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Магнитный момент $7.2 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ соответствует магнитной индукции $B_m(8\text{ К})=180$ Гс для магнитного слоя реальной толщины 20 нм и 1.8 кГс для двух слоев железа общей номинальной толщиной 2 нм. В режиме ZFC при $T=6$ К, меньшей T_c , магнитный момент структуры равен $M_{st}(ZFC, 6\text{ К})=0$. При $T < T_c$ магнитный момент структуры M_{st} является суммой магнитного момента магнитного слоя M_m и момента сверхпроводящего слоя M_s . Из-за диамагнетизма сверхпроводящих слоев к внешнему магнитному полю и диамагнетизма к моменту ферромагнитного слоя должно выполняться условие:

$$M_{st}(ZFC, 6\text{ К}) = M_m(ZFC, 6\text{ К}) + M_s(ZFC, 6\text{ К}) = M_m(ZFC, 8\text{ К})(1 - \sigma_m \epsilon) - HV_s \sigma_s \quad (3)$$

Здесь $\sigma_{m(s)} = 0 \div 1$ — степень диамагнетизма магнитного (сверхпроводящего) слоя, ϵ — доля магнитного слоя, которая из-за эффекта близости становится сверхпроводящей, V_s — объем сверхпроводящего слоя. Отметим, что максимальный диамагнитный момент сверхпроводящего слоя к магнитному полю $H=20$ Э равен $2.8 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Наиболее вероятным в работе предполагается случай, когда изменяются магнитные моменты сверхпроводящего и магнитного слоёв. Предполагается, что ферромагнитный слой не сверхпроводящий и $\sigma_s = 1$, тогда имеем $M_m(\text{ZFC}, 6 \text{ K}) = -M_s(\text{ZFC}, 6 \text{ K}) = 2.8 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ и $\Delta M_m = 10 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Данные измерения в режиме FC позволяют понять, что происходит. В режиме FC имеем $M_{st}(\text{FC}, 6 \text{ K}) = 6.2 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ $= -M_m(\text{FC}, 8 \text{ K})$. Если полагать, что в режиме FC магнитный поток в сверхпроводящем слое заморожен из-за пиннинга и не выталкивается при сверхпроводящем переходе, тогда получается, что магнитный момент магнитного слоя реверсируется при критической температуре, не изменяясь по абсолютной величине. Как будет видно дальше из данных исследований с нейтронами, реверсируется не только полный момент, но и направленный противоположно ему момент доменной структуры. Объяснить такое поведение магнитного момента можно, если учесть, что момент магнитного слоя в основном определяется кластерами. В результате магнитного возмущения при переходе моменты кластеров переходят из состояния против поля в состояние по полю. Известно, что система магнитных моментов кластеров имеет два минимума в энергии взаимодействия кластеров с магнитным полем [21], определяемых значениями угла между направлениями магнитных моментов и магнитного поля, отличающихся друг от друга углом π .

Таким образом, экспериментальные данные в обоих режимах указывают на то, что при сверхпроводящем переходе магнитный момент магнитного слоя изменяется по направлению и абсолютной величине.

Важным является вопрос наличия диамагнетизма магнитного слоя в остаточном измерительном поле $H=1$ Э вблизи температуры сверхпроводящего перехода при $T > T_c$. Можно предположить, что это связано с наличием взаимодействия системы кластеров с ферромагнитными доменами, создающими на кластерах локальное магнитное поле, направленное противоположно внешнему магнитному полю. Существование взаимодействия подтверждается также тем, что моменты кластеров и момент доменной структуры, будучи направленными противоположно друг другу, одновременно изменяют направление при сверхпроводящем переходе. Также это следует из данных нейтронных релаксационных измерений, в которых наблюдалась корреляция в поведении магнитных моментов кластеров и плотности доменных стенок.

Аналогичное поведение магнитного момента получено и для других структур. Таким образом при сверхпроводящем переходе в структурах наблюдалось явление перемагничивания магнитного слоя и реверс магнитного момента в небольшом магнитном поле, а также при его отсутствии.

В главе приводятся результаты по наблюдению диамагнетизма периодической ферромагнитно-сверхпроводящей структуры. При исследовании многослойных структур $[\text{Nb}/\text{Gd}]_{12}$ обнаружено подавление намагниченности слоёв Gd ниже $T_c(\text{Nb})$. Наблюдаемый эффект имеет электромагнитное происхождение.

На рис. 15а показана температурная зависимость спиновой асимметрии для первого пика Брэгга $S_1(T)$, измеренная по следующему алгоритму. Выше T_c образец был намагничен до насыщения в течение короткого времени, а затем поле уменьшалось до нуля, а образец охлаждался до 3.3 К в нулевом поле. Затем прикладывалось поле $H=661$ Э и измерялась зависимость $S_1(T)$ при нагревании образца до $T=7$ К (черная кривая на рис. 15а), затем образец охлаждался обратно в том же поле до $T=3.3$ К. Можно видеть, что амплитуда S_1 подавлена ниже T_c , если образец охлажден в нулевом поле. Так как эффект имеет место в промежуточном интервале магнитных полей между значениями остаточной намагниченности и полем насыщения, приведены данные для магнитного поля $H=661$ Э, поскольку при данном значении наблюдалось наибольшее подавление намагниченности (рис. 15б). Аналогичные измерения были проведены для всех образцов с различными толщинами слоёв Gd и наблюдалось, что величина подавления обратно пропорциональна d_f (вставка на рис. 15а).

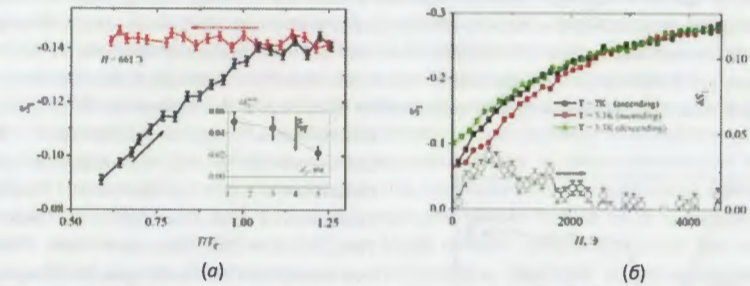


Рис. 15. (а) Температурная зависимость S_1 измеренная в магнитном поле $H=661$ Э, при котором наблюдался максимум δS_1 . Чёрная кривая была измерена при возрастании температуры после охлаждения в нулевом поле (ZFC), далее красная кривая была измерена при уменьшении температуры. На вставке показана зависимость $\delta S_1^{\max}(d_f)$; (б) полевая зависимость спиновой асимметрии для первого пика Брэгга S_1 измеренного выше T_c (чёрная кривая) и ниже T_c (красная и зелёная кривые). Чёрная и красная кривые были измерены при возрастающем магнитном поле от нуля до $H=4.5$ кЭ. Зелёная кривая была измерена при уменьшении поля от поля насыщения до нуля. Образец был охлажден в нулевом поле ниже $T_c=5.5$ К. Незакрашенными точками показана зависимость $\delta S_1 = S_1(7 \text{ K}) - S_1(3 \text{ K})$;

Для того, чтобы качественно описать подавление спиновой асимметрии ниже T_c для заданного значения глубины проникновения магнитного поля λ вычислялось значение локального магнитного поля $H(z)$ для каждого слоя Gd с использованием известного выражения для эффекта Мейснера в сверхпроводящей пленке толщиной D_s и с приложенным магнитным полем H_0 : $H(z) = H_0 \cosh\left(\frac{z}{\lambda}\right) / \cosh\left(\frac{D_s}{2\lambda}\right)$. Для образца с $d_f=2$ нм при $H=0.8$ кЭ наилучшее согласие получено при $\lambda=180 \pm 10$ нм. Данная величина значительно больше, чем $\lambda \sim 100$ нм для чистой пленки Nb такой же толщины. На рис. 16 показаны рассчитанный магнитный профиль, соответствующий наилучшему значению χ^2 , выше и ниже $T_c(\text{Nb})$. Таким образом, показано, что из-за эффекта близости структура Gd/Nb ведет себя как один толстый магнитный сверхпроводник. Такой толстый сверхпроводник способен экранировать приложенное магнитное поле, таким образом подавляя намагниченность слоёв Gd, расположенных ближе к центру структуры. Эта модель также объясняет существование эффекта в промежуточном диапазоне магнитных полей, где производная $dM/dH \neq 0$.

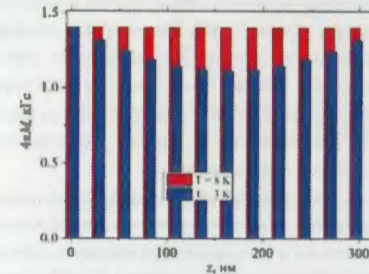


Рис. 16. Рассчитанный магнитный профиль, соответствующей наилучшему значению χ^2 .

В [22] описано явление температурной возвратности неоднородного магнитного состояния в структуре $\text{Cu}(32\text{nm})/\text{V}(40\text{nm})/\text{Fe}(1\text{nm})/\text{MgO}$. В данной работе аналогичное явление наблюдалось для структур $\text{Nb}(70\text{nm})/\text{Cu}_x\text{Ni}_{1-x}/\text{Si}$, $x=0.21, 0.35$. Для структуры $\text{Nb}(70 \text{ nm})/\text{Ni}_{0.65}\text{Cu}_{0.35}(6.5 \text{ nm})/\text{Si}$ при температуре $T=9$ К, которая несколько выше сверхпроводящей критической температуры структуры $T_c=8.5$ К, наблюдалась корреляция состояний магнитных наноструктур. При температуре $T=4$ К, которая ниже T_c , наблюдалось явление возвратности магнитных состояний, существующих при $T=9$ К.

На рис. 17 для структуры $\text{Ni}_{0.65}\text{Cu}_{0.35}(4\text{nm})$ приведена зависимость (1-3) суммарной интенсивности прошедших структуру и отражённых от структуры нейтронов $I_{R+}(T)$ от температуры начиная с 10 К и до 1.5 К для трёх экспериментов (обозначены как Э1-Э3). В первом эксперименте

(зависимость 1) при 10 К устанавливалось магнитное поле 25 Э. Во втором эксперименте (зависимость 2) при 10 К структура намагничивалась в поле 500 Э, после чего устанавливалось поле 25 Э и проводилось измерение с изменением температуры от 10 до 1.5 К. Зависимость 3 получена в эксперименте с магнитным полем 200 Э аналогично тому как была получена зависимость 1.

Видно, что в температурном диапазоне 5÷8 К зависимость 2 проходит выше зависимости 1, а зависимость 3 выше зависимости 2. Это объясняется тем, что в экспериментах 2 и 3 структура намагничена.

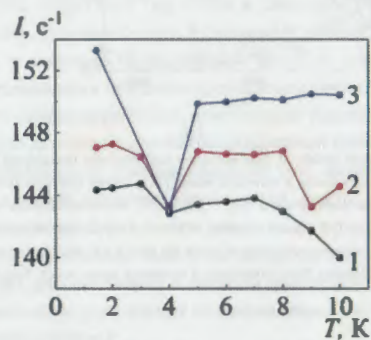


Рис. 17. Зависимость $I(T)$ для структуры $Ni_{0.85}Cu_{0.35}(4)$ при $\lambda=2$ Å и $P_0=+1$ в Э1(1), Э2(2) и Э3(3).

При температуре 9 К в экспериментах 1 и 2 наблюдаются провалы, связанные с рассеянием нейтронов. Температура 9 К находится в окрестности $T_c=8.5$ К. Для Э3 рассеяния нет. Объяснить возникновение рассеяния для Э1-Э2 можно тем, что часть магнитного слоя переходит в сверхпроводящее состояние. Для Э3 этого не происходит из-за того, что слой намагничен и индукция в нём достаточно высокая (3 кГс). При температуре 4 К рассеяние уже наблюдается и для Э3. Это связано с меньшим значением намагниченности из-за размагничивания под действием сверхпроводимости, а также 'более сильной сверхпроводимостью' при 4 К по сравнению с 9 К. Очевидно, что рассеяние

нейтронов происходит на доменной структуре С1, а именно, на доменах и на доменных стенках.

В работе показано, что магнитный слой состоит из трёх магнитных структур. Как показано выше, во-первых, это доменная структура С1. Толщина доменных стенок не превышает 1.6 нм. Вторая структура С2 – это ферромагнитная структура кристаллического никеля, которая проявляется в опытах 2 и 3. Период данной ферромагнитной структуры равен или меньше 0.2 нм. Структура С3 –

решетка магнитных кластеров, состоящих, по крайней мере частично, из атомов никеля. Межплоскостное расстояние в решетке кластеров составляет 7 нм. При $T=4$ К и $T=9$ К происходит корреляция состояний магнитных структур; при этом размеры доменов уменьшаются, а плотность доменных стенок возрастает. Магнитные моменты кластеров разупорядочиваются по направлению в опыте 1 и ориентируются против направления магнитного поля в опытах 2 и 3.

На рис. 18 приведена зависимость индукции в магнитном слое толщиной 6.5 нм, полученная в результате фитирования данных зеркального отражения нейтронов. Наблюдается тенденция уменьшения индукции магнитного поля при уменьшении температуры. Экстраполяция этой тенденции даёт нулевое значение индукции при

температуре, стремящейся к нулю. Видно, что резонансно выделены значения температуры 8 и 4 К. При температуре 8 ± 0.5 К, которая совпадает с критической температурой, магнитная индукция уменьшается на 30 %. Это соответствует тому, что становится равной нулю индукция в части слоя

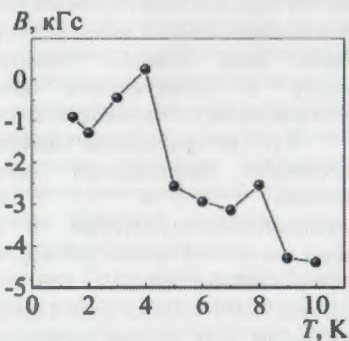


Рис. 18. Зависимость остаточной индукции магнитного поля при $H=25$ Э для предварительно намагниченной в поле 500 Э структуры $Nb/Ni_{0.85}Cu_{0.35}(4)$; толщина магнитного слоя, заложенная в расчётах – 9.9 нм.

температуре, стремящейся к нулю. Видно, что резонансно выделены значения температуры 8 и 4 К. При температуре 8 ± 0.5 К, которая совпадает с критической температурой, магнитная индукция уменьшается на 30 %. Это соответствует тому, что становится равной нулю индукция в части слоя

толщиной 2 нм. По-видимому, это ферромагнитный подслой, прилегающий к сверхпроводящему слою. При температуре 4 К магнитная индукция величиной 2 кГс уменьшается на 100 %, достигая нулевого значения. Рассеяние на доменной структуре при 4 К максимально, что соответствует разупорядочению направлений (изотропизации) моментов доменов и равной нулю магнитной индукции доменной структуры. Равен нулю и магнитный момент системы кластеров.

Таким образом, при 4 К реализуется магнитное состояние отдельно в каждой магнитной системе – кластерной и доменной, которое проявляется в уменьшении намагниченности системы. Данное состояние является аналогом криптоферромагнетизма в макроскопическом проявлении уменьшения средней намагниченности системы под влиянием сверхпроводимости. Отметим также, что для структуры $Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4)$, в которой содержание никеля больше на 16 %, скоррелированное поведение магнитных систем происходит при более низкой температуре 2.5 К. Так для структур $Nb/Ni_{0.65(0.81)}Cu_{0.35(0.19)}$ при температуре ниже температуры перехода в сверхпроводящем слое происходит сверхпроводящий переход в магнитном слое.

В работе наблюдалось намагничивание доменной структуры и размагничивание системы кластеров при уменьшении температуры ниже сверхпроводящей критической в ферромагнитно-сверхпроводящей структуре, при этом полный магнитный момент структуры стремился к нулю. Рассмотрим данный результат.

Были проведены низкотемпературные нейтронные измерения. Данные этих измерений приведены на рис. 19а. На нём приведена температурная зависимость коэффициента рассеяния $S(T) = 1 - (R(T) + Tr(T))/(R(150 \text{ К}) + Tr(150 \text{ К}))$ поляризованных нейтронов с длиной волны $\lambda=1.28 \pm 0.015$ Å (рассеяние при $T=150$ К равно нулю), где R и Tr коэффициенты отражения и пропускания нейтронов.

При $T=8$ К рассеяние нейтронов максимально и составляет 55±59 %, при этом поляризация рассеянных нейтронов отрицательная и равна -0.035. Ненулевое значение поляризации рассеянных нейтронов определяется намагниченностью кластеров относительно намагниченности окружающей среды.

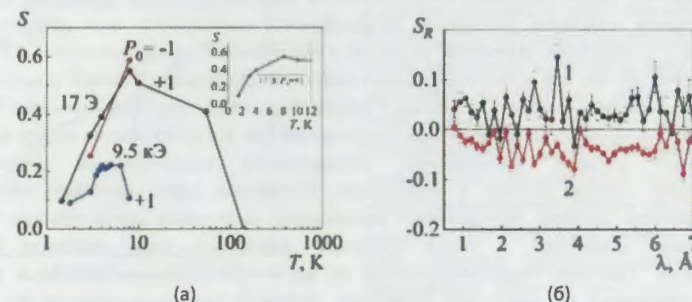


Рис. 19. Зависимость коэффициента рассеяния нейтронов $S(T)$ для структуры $V/FeV/V/FeV/Nb$ для $H=17$ Э и $H=9.5$ кЭ; (6) спиновая асимметрия отражения $S_R(T) = (R^+ - R^-)/(R^+ + R^-)$ для значений температуры 8 К (1) и 3 К (2).

В этой связи, отрицательное значение поляризации при $T=8$ К указывает на то, что магнитные моменты кластеров ориентированы против магнитного поля. Одновременно с переориентацией моментов кластеров при сверхпроводящем переходе происходит переориентация магнитного момента окружающей среды, на что указала спиновая асимметрия зеркального отражения нейтронов $S_R(T) = (R^+ - R^-)/(R^+ + R^-)$, приведенная на рис. 19б для значений температуры 8 К (1) и 3 К (2). Таким образом при $T=8$ К магнитные моменты кластеров ориентированы против магнитного поля. При этом моменты кластеров и окружающей среды направлены встречно. Одновременно с переориентацией моментов кластеров при сверхпроводящем переходе происходит переориентация магнитного момента окружающей среды, сохраняется встречное направление намагниченностей.

Видно из рис. 19а, что интенсивность рассеяния понижается с уменьшением температуры, то есть, уменьшается плотность доменных стенок, а соответственно магнитный момент намагничивающейся ферромагнитной среды возрастает по абсолютной величине. При этом, отрицательная суммарная намагниченность кластеров из-за частичной изотропизации направлений моментов уменьшается по абсолютной величине на 30 %. Магнитный момент структуры является суммой магнитных моментов магнитных и сверхпроводящих слоёв. При температуре в диапазоне 4-7 К магнитный момент структуры изменяется под действием сверхпроводимости в слое ниобия, а

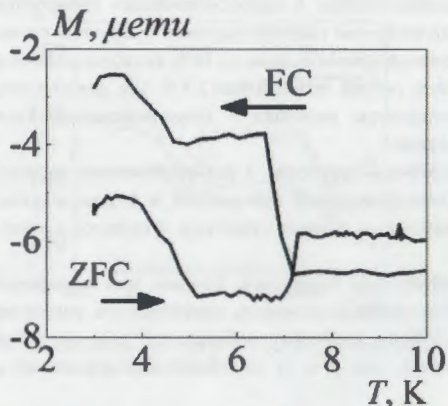


Рис. 20. Зависимости магнитного момента при охлаждении в нулевом магнитном поле (ZFC) и в магнитном поле (FC) напряжённостью $H=20$ Э.

явление аналогично криптоферромагнитному состоянию. В пространстве между кластерах магнитная индукция создаётся противоположно направленными намагниченностью доменной структуры и рассеянным полем кластеров. Поскольку, напряжённость рассеянного поля меньше индукции магнитного поля в кластерах, магнитная индукция в пространстве между кластерах $B \leq 100$ Гс при $T < 3$ К. Очевидно, что так как магнитный момент кластеров достаточно большой (намагниченность равна 2.35 кГс), диаметр кластеров превосходит когерентную длину сверхпроводимости на порядок, сверхпроводимость может существовать в ферромагнитной среде в пространстве между кластерах.

Основные выводы проведенных исследований неоднородных ферромагнитно-сверхпроводящих структур состоят в следующем. Магнитные слои структурно неоднородны. Магнитные свойства структур определяются магнитными кластерами нанометрового размера и ферромагнитными доменами, а также толщиной магнитного слоя. Кластеры и домены взаимодействуют. Действие сверхпроводимости на магнитное состояние кластеров сводится к изменению ориентации их магнитных моментов. Действие сверхпроводимости на доменную структуру приводит к изменению направления магнитных моментов доменов и изменению их размера. Величина магнитного поля определяет температуру сверхпроводящего перехода в структуре и действие сверхпроводимости на магнитное состояние. Для структур $Nb/Ni_{0.65}(0.81)Cu_{0.35}(0.19)$ при температуре ниже температуры перехода в сверхпроводящем слое происходит сверхпроводящий переход в магнитном слое. Температура сверхпроводящего перехода магнитного слоя также зависит от величины магнитного поля. При сверхпроводящем переходе в структурах наблюдалось явление перемагничивания магнитного слоя и реверс магнитного момента в небольшом магнитном поле, а также при его отсутствии.

ниже 4 К – под действием сверхпроводимости в слое ванадия. В диапазоне 3.5-5 К изменение магнитного момента определяется магнитным слоем (рис. 20). При этом, магнитная индукция магнитного слоя уменьшается с 150 до 100 Э. Поскольку намагниченность окружающей среды возрастает, а полная намагниченность магнитного слоя уменьшается, то противоположно направленными намагниченности доменов и кластеров частично компенсируют друг друга. Данное сверхпроводящее неоднородное магнитное состояние структуры из кластеров и доменов аналогично криптоферромагнетизму, в связи с уменьшением макроскопического магнитного

момента структуры.

В виду уменьшения макроскопического магнитного момента структуры, данное

В пятой главе приводятся результаты исследований релаксации магнитного состояния ферромагнитной-сверхпроводящей структуры. Для сложных систем характерной чертой является

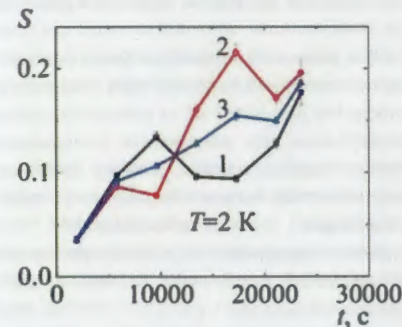


Рис. 21. Зависимость $S(t)$ для $H=1$ кЭ: $P_0=-1$ (2), 0 (3), +1 (1).

релаксационное поведение физических величин. Так, это имеет место в сверхпроводниках и в системах из магнитных наночастиц. В работе [23] было отмечено, что существует близкая аналогия в поведении ферромагнитных ансамблей частиц и сверхпроводников. Существующая в этих системах логарифмическая зависимость временной релаксации наблюдалась также и для тонких магнитных пленок.

В работе приводятся данные измерений динамического поведения, а именно, релаксации магнитного состояния слоистой структуры $V/FeV/V/FeV/Nb$ [A3]. На рис. 21 приведена зависимость $S(t)$ при $\lambda=1.8$ Å после ступенчатого изменения поля и температуры. Структура намагничивалась в магнитном поле 2 кЭ при температуре 10 К. Поскольку магнитное поле лежит в плоскости слоя, домены, ориентированные перпендикулярно слою, ориентировались в плоскости слоя. Затем поле уменьшалось до 17 Э, устанавливалась температура 2 К и проводилось измерение. Видно, что с течением времени рассеяние нейтронов растёт, а поляризация изменяет знак. Рост рассеяния связан с ростом плотности доменных стенок, а изменение поляризации — с поворотом моментов кластеров. Перегиб в зависимости означает проявление новой доменной структуры, а именно, образуются еще более мелкие домены. В результате плотность доменных стенок еще более возрастает и, соответственно, возрастает интенсивность рассеяния нейтронов. При этом стоит отметить, что процесс релаксации при сверхпроводящих слоях структуры ($T=2, 3, 6$ К) существенно отличался от процесса релаксации с несверхпроводящими слоями ($T=10$ К). В первом случае он протекал в две стадии, во втором - в одну. Действие сверхпроводимости приводит к образованию доменов меньшего, чем обычно, размера.

На рис. 22 приведена зависимость $S(t)$ для $P_0=+1, -1, 0$ в магнитном поле 1 кЭ при $T=2$ К. Видно, что зависимости $P_0=+1$ и $P_0=-1$

осциллируют и пересекаются. Это соответствует тому, что моменты кластеров направлены или по полю (зависимость $P_0=+1$ выше зависимости $P_0=-1$) или против поля (зависимость $P_0=+1$ ниже зависимости $P_0=-1$). Точки пересечения зависимостей $P_0=+1$ и $P_0=-1$ соответствуют равной нулю средней намагниченности кластеров, когда все моменты перпендикулярны вектору магнитного поля или когда направления моментов распределены симметрично относительно перпендикуляра к вектору магнитного поля. Из зависимости следует, что намагниченность изменяется более, чем на 40 %. Таким образом развитие доменной структуры со временем при $T=2$ К сопровождается увеличением амплитуды колебаний магнитных моментов кластеров. Поскольку с ростом плотности

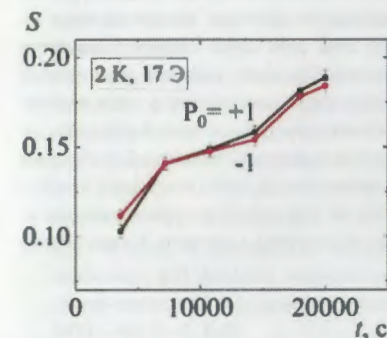


Рис. 22. Зависимость $S(t)$ в магнитном поле 17 Э в случае предварительно намагниченного образца в магнитном поле 2 кЭ при $T=2$ К для $\lambda=1.8$ Å.

доменных стенок уменьшается рассеянное магнитное поле от доменной структуры, то и магнитное воздействие доменной структуры на систему кластеров уменьшается. В этом случае система кластеров находится в неустойчивом колебательном состоянии, переходя из одного состояния в магнитном поле во второе и обратно. Возрастающее по амплитуде колебательное движение моментов кластеров при наличии двух магнитных систем является признаком появления доменной фазы из мелких доменов.

На рис. 23 приведены зависимости $S(t)$ при $T=3\text{ K}$ в диапазоне изменения магнитного поля $H=17\pm 8\text{ кЭ}$. Значение магнитного поля устанавливалось при $T=12\text{ K}$, после чего температура понижалась до 3 K и проводилось измерение. Зависимости 4 ± 8 при $H=4\pm 8\text{ кЭ}$ на начальном отрезке времени характеризуются уменьшением рассеяния нейтронов, что объясняется уменьшением плотности центров пиннинга в сверхпроводящих слоях. Подтверждением данного механизма является наблюдаемая зависимость закона рассеяния нейтронов, которая соответствует теории

релаксации намагниченности в низкотемпературных сверхпроводниках, объясняющей релаксацию срывом вихрей с центров пиннинга.

Выполненные в реальном времени динамические нейтронные исследования подтвердили их важность для установления природы магнетизма в ферромагнитно-сверхпроводящих слоистых структурах. Было показано, что системы магнитных кластеров и ферромагнитных доменов взаимодействуют и их поведение определяется сверхпроводящими слоями структуры. Так, было установлено, что процесс формирования ферромагнитных доменов одного размера со временем под действием сверхпроводимости

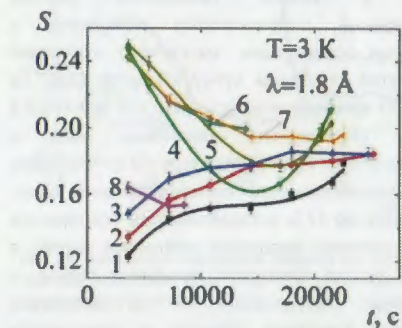


Рис. 23. Зависимость $S(t)$ при $P_0=+1$ и $H=17\pm 8\text{ кЭ}$ (1), 1 кЭ (2), 2 кЭ (3), 4 кЭ (4), 6 кЭ (6), 7 кЭ (7), 8 кЭ (8); $P_0=-1$ и $H=4\text{ кЭ}$ (5).

сменяется процессом образования доменов меньшего размера. При этом скорость образования новой доменной фазы возрастает при понижении температуры ниже критической в слое ниобия. Одновременно с формированием структуры с малыми доменами в магнитном поле 1 кЭ вплоть до момента времени равного 6 ч в системе кластеров возростала амплитуда колебаний магнитных моментов от направления вдоль магнитного поля к направлению против поля. Последнее явилось результатом ослабления магнитного взаимодействия кластеров со структурой из малых доменов, и, как следствие, появления неустойчивого состояния колебания системы кластеров между двумя минимумами ее энергии в магнитном поле [21].

В заключении суммированы основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. В работе впервые детально исследовались магнитные и сверхпроводящие свойства неоднородных многослойных структур с чередующимися ферромагнитными и сверхпроводящими слоями. Наблюдались новые и не предсказанные ранее эффекты, обусловленные изменением неравновесного суперпарамагнитного состояния вблизи температуры сверхпроводящего перехода структуры.
2. Предложены методы нейтронной рефлектометрии в реальном времени и регистрации рассеяния нейтронов в скользящей геометрии на времяпролётном рефлектометре для исследования неоднородных многослойных структур с чередующимися ферромагнитными и сверхпроводящими слоями.

В заключении также рассматриваются перспективы исследований эффектов близости в актинидных гетероструктурах. Актинидные соединения проявляют богатое разнообразие магнитных и сверхпроводящих свойств, связанных с наличием незаполненной 5f-оболочки. В гетероструктурах подобных элементов возможно наблюдение новых эффектов, не наблюдающихся в объемном веществе. Помимо прочего исследование актинидных гетероструктур представляет интерес по сравнению с исследованием объемных материалов, поскольку позволяет проводить эксперименты на небольших количествах радиоактивного вещества.

Благодарности

Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю Юрию Васильевичу Никитенко за выбор важных и интересных задач, за поддержку и помощь в работе. Автор благодарит коллег Александра Викторовича Петренко, Юрия Николаевича Хайдукова и Сергея Васильевича Кожевникова за переданные знания и опыт, а также помощь, оказанную в процессе выполнения работы. Автор благодарит Виктора Лазаревича Аксёнова за полезные обсуждения в работе. Считаю своим долгом высказать глубокую благодарность своим родителям, близким, друзьям. Искренне благодарен своей супруге за поддержку.

Публикации автора по теме диссертации

1. В.Д. Жакетов, Ю.В. Никитенко, Ю.Н. Хайдуков, О.В. Скрыбина, А. Чик, М.М. Борисов, Э.Х. Мухамеджанов, С.Н. Вдовичев, Е.И. Литвиненко, А.В. Петренко, А.В. Чураков. Магнитные и сверхпроводящие свойства неоднородных слоистых структур $V/Fe_{0.7}V_{0.3}/V/Fe_{0.7}V_{0.3}/Nb$ и $Nb/Ni_{0.65}(0.81)Cu_{0.35}(0.19)$ // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2019. – Т. 156. – №. 2 – С. 310.
2. В.Д. Жакетов, Ю.В. Никитенко, А.В. Петренко, С.Н. Вдовичев, А.В. Чураков, А. Чик. Возвратность и корреляция магнитных состояний наноструктур в гетероструктуре ферромагнетик-сверхпроводник $Nb(70\text{ нм})/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(6.5\text{ нм})/Si$ // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2018. – Т. 154. – №. 3 – С. 594.
3. В.Д. Жакетов, Ю.В. Никитенко, А.В. Петренко, А. Чик, В.Л. Аксёнов. Релаксация магнитного состояния ферромагнитно-сверхпроводящей слоистой структуры. // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2017. – Т. 152. – №. 3 – С. 565.
4. В.Д. Жакетов, Ю.В. Никитенко, Ф. Раду, А.В. Петренко, А. Чик, М.М. Борисов, Э.Х. Мухамеджанов, В.Л. Аксёнов. Магнетизм в структурах с ферромагнитными и сверхпроводящими слоями // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2017. – Т. 151. – №. 1 – С. 132.
5. В.Д. Жакетов, К. Храмов, А.В. Петренко, Ю.Н. Хайдуков, А. Чик, Ю.Н. Копач, Н.А. Гундорин, Ю.В. Никитенко, В.Л. Аксёнов. Рефлектометр поляризованных нейтронов с регистрацией нейтронов и гамма-квантов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2021. – №. 6 – С. 1-15.
6. В.Д. Жакетов, А.В. Петренко, С.Н. Вдовичев, В.В. Травкин, А. Чик, Ю.Н. Копач, Ю.М. Гледенов, Э. Сансарбаяр, Н.А. Гундорин, Ю.В. Никитенко, В.Л. Аксёнов. Спектрометр нейтронов в скользящей геометрии с регистрацией нейтронов и заряженных частиц // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2019. – №. 6 – С. 20-30.
7. Yu.N. Khaydukov, E.A. Kravtsov, V.D. Zhaketov, V.V. Progliado, G.Kim, Yu.V. Nikitenko, T. Keller, V.V. Ustinov, V.L. Aksenov, B. Keimer. Magnetic proximity effect in Nb/Gd superlattices seen by neutron reflectometry // Physical Review B. – 2019. – Т. 99. – №. 14 – С. 140503.
8. Yu.N. Khaydukov, A.S. Vasenko, E.A. Kravtsov, V.V. Progliado, V.D. Zhaketov, A. Csik, Yu.V. Nikitenko, A.V. Petrenko, T. Keller, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, V.V. Ustinov, V.L. Aksenov, B. Keimer. Magnetic and superconducting phase diagram of Nb/Gd/Nb trilayers // Physical Review B. – 2018. – Т. 97. – №. 14 – С. 144511.

9. Ю.В. Никитенко, В.Д. Жакетов. Патент на изобретение №2669543 «Способ определения пространственных профилей ядерного и магнитного потенциалов взаимодействия поляризованных нейтронов со слоистой структурой», дата государственной регистрации в Государственном реестре изобретений РФ 11 октября 2018 г.

Список литературы

1. Шмидт, В.В. Введение в физику сверхпроводников / В.В. Шмидт // Москва. - 2000.
2. Buzdin, A.I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures / A.I. Buzdin // *Reviews of Modern Physics*. - 2005. - Vol. 77 - № 3 - P. 935.
3. Aksenov, V.L. Polarized neutron reflectometry at the IBR-2 pulsed reactor / V.L. Aksenov and Yu.V. Nikitenko // *Crystallography Reports*. - 2007. - Vol. 52 - № 3 - P. 540-549.
4. Никитенко, Ю.В. Рефлектометрия поляризованных нейтронов / Ю.В. Никитенко, В.Г. Сыромятников // Физматлит, Москва. - 2013.
5. Шапиро, Ф.Л. Нейтронные исследования / Ф.Л. Шапиро // Наука, Москва. - 1976.
6. Аксёнов, В.Л. Спектрометр поляризованных нейтронов РЕМУР на импульсном реакторе ИБР-2 / В.Л. Аксёнов, К.Н. Жерненко, С.В. Кожевников, Х. Лаутер, В. Лаутер-Пасюк, Ю.В. Никитенко, А.В. Петренко // *Сообщения ОИЯИ*. - 2004. - Д13-2004-47.
7. Никитенко, Ю.В. Изотопно-идентифицирующая рефлектометрия нейтронов / Ю.В. Никитенко, А.В. Петренко, Н.А. Гундорин, Ю.М. Гледенов, В.Л. Аксёнов // *Кристаллография*. - 2015. - Vol. 60 - № 4 - P. 518-532.
8. Hamad, B.A. On the magnetism of iron-vanadium systems / B.A. Hamad and J.M. Khalifeh // *Surface Science*. - 2000. - Vol. 470 - №. 1-2 - P. 149-154.
9. Schwickert, M.M. Magnetic moments, coupling, and interface interdiffusion in Fe/V (001) superlattices / M.M. Schwickert, R. Coehoorn, M.A. Tomaz, E. Mayo, D. Lederman, W.L. O'Brien, Tao Lin, and G.R. Harp // *Physical Review B*. - 1998. - Vol. 57 - № 21 - P. 13681.
10. Wohlfarth, E.P. The magnetic field dependence of the susceptibility peak of some spin glass materials / E.P. Wohlfarth // *Journal of Physics F: Metal Physics*. - 1980. - Vol. 10 - № 9 - P. 241.
11. Wenger, L.E. Nonuniqueness of H₂/3 and H₂ field-temperature transition lines in spin-glasses / L.E. Wenger and J.D. Mydosh // *Physical Review B*. - 1984. - Vol. 29 - № 7 - P. 4156.
12. Вдовичев, С.Н. Фазовые переходы в гибридных SFS структурах с тонкими сверхпроводящими слоями / С.Н. Вдовичев, Ю.Н. Ноздрин, Е.Е. Пестов, П.А. Юнин, А.В. Самохвалов // *Письма в ЖЭТФ*. - 2016. - Vol. 104 - № 5-6 - P. 336-341.
13. Beaucage, G. Approximations leading to a unified exponential/power-law approach to small-angle scattering / G. Beaucage // *Journal of Applied Crystallography*. - 1995. - Vol. 28 - № 6 - P. 717-728.
14. Beaucage, G. Particle Size Distributions from Small-Angle Scattering Using Global Scattering Functions / G. Beaucage, H. K. Kammler and S. E. Pratsinis. // *Journal of Applied Crystallography*. - 2004. - Vol. 37 - № 4 - P. 523-535.
15. Sorensen, C.M. The Prefactor of Fractal Aggregates / C. M. Sorensen and G. C. Roberts // *Journal of Colloid and Interface Science*. - 1997. - Vol. 186 - № 2 - P. 447-452.
16. Robbins, C.G. Magnetism in Ni-Cu Alloys / C.G. Robbins, H. Claus, and P.A. Beck // *Physical Review Letters*. - 1969. - Vol. 22 - № 24 - P. 1307.
17. Jiang, J.S. Oscillatory Superconducting Transition Temperature in Nb/Gd Multilayers / J. S. Jiang, D. Davidović, D.H. Reich and C.L. Chien // *Physical Review Letters*. - 1995. - Vol. 74 - № 2-9 - P. 314.
18. Jiang, J.S. Superconducting transition in Nb/Gd/Nb trilayers / J.S. Jiang, D. Davidović, D.H. Reich, and C.L. Chien // *Physical Review B*. - 1996. - Vol. 54 - № 9 - P. 6119.
19. Koehler, W.C. Magnetic Properties of Rare-Earth Metals and Alloys / W.C. Koehler // *Journal of Applied Physics*. - 1965. - Vol. 36 - P. 1078.
20. Holý, V. Nonspecular x-ray reflection from rough multilayers / V. Holý and T. Baumbach // *Physical Review B*. - 1994. - Vol. 49 - № 15 - P. 10668.

21. Prozorov, R. Magnetic irreversibility and relaxation in assembly of ferromagnetic nanoparticles / R. Prozorov, Y. Yeshurun, T. Prozorov and A. Gedanken // *Physical Review B*. - 1999. - Vol. 59 - № 10 - P. 6956.
22. Aksenov, V.L. Peculiarities of magnetic states in ferromagnet/superconductor heterostructures due to the proximity effects / V.L. Aksenov, Yu.N. Khaidukov and Yu.V. Nikitenko // *Journal of Physics: Conference Series*. - 2010. - Vol. 211 - P. 012022.
23. Lottis, D.K. Model system for slow dynamics / D.K. Lottis, R.M. White, and E.D. Dahlberg // *Physical Review Letters*. - 1991. - Vol. 67 - № 3 - P. 362.

Получено 6 июля 2021 г.

1970-1971-1972 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
1973-1974 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
1975-1976 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
1977-1978 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
1979-1980 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
1981-1982 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
1983-1984 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
1985-1986 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
1987-1988 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
1989-1990 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
1991-1992 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
1993-1994 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
1995-1996 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
1997-1998 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
1999-2000 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
2001-2002 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
2003-2004 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
2005-2006 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
2007-2008 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
2009-2010 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
2011-2012 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
2013-2014 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
2015-2016 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
2017-2018 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
2019-2020 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California
2021-2022 - Agricultural Extension Service, University of California, Davis, California

1. Smith, J. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1910, 1, 1-10.
2. Jones, M. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1915, 2, 1-10.
3. Brown, A. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1920, 3, 1-10.
4. White, R. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1925, 4, 1-10.
5. Green, S. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1930, 5, 1-10.
6. Black, T. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1935, 6, 1-10.
7. Grey, L. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1940, 7, 1-10.
8. White, H. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1945, 8, 1-10.
9. Brown, K. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1950, 9, 1-10.
10. Black, J. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1955, 10, 1-10.
11. Grey, M. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1960, 11, 1-10.
12. White, N. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1965, 12, 1-10.
13. Brown, O. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1970, 13, 1-10.
14. Black, P. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1975, 14, 1-10.
15. Grey, Q. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1980, 15, 1-10.
16. White, R. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1985, 16, 1-10.
17. Brown, S. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1990, 17, 1-10.
18. Black, T. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 1995, 18, 1-10.
19. Grey, U. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 2000, 19, 1-10.
20. White, V. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 2005, 20, 1-10.
21. Brown, W. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 2010, 21, 1-10.
22. Black, X. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 2015, 22, 1-10.
23. Grey, Y. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 2020, 23, 1-10.
24. White, Z. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 2025, 24, 1-10.
25. Brown, AA. The effect of waterlogging on the growth of rice. *Journal of Agricultural Science*, 2030, 25, 1-10.

