



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

14-2008-197

На правах рукописи

УДК 538.97

И-623

НИКИТЕНКО
Юрий Васильевич

НЕЙТРОННЫЕ СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ
В СЛОИСТЫХ СИСТЕМАХ

Специальность: 01.04.07 — физика конденсированного
состояния

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2008

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

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

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
А.К. Аржников

доктор физико-математических наук
А.А. Фраерман

доктор физико-математических наук
В.М. Уздин

Ведущая организация Петербургский институт ядерной физики
им. Б.П. Константинова РАН, г. Гатчина

Защита состоится "24" апреля 2009 года в 15 часов на
заседании диссертационного совета Д 720.001.06 при Лаборатории нейтронной
физики и Лаборатории ядерных реакций Объединённого института ядерных
исследований (141980, г. Дубна Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "4" февраля 2009.

Учёный секретарь
диссертационного совета



А.Г. Попоко

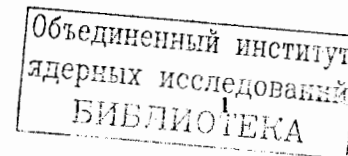
Актуальность темы

В последние годы происходит бурный прогресс в физике и технике
создания ультратонких слоёв и многослойных структур. Появились возможности
манипулирования неупорядоченными и кристаллическими слоями и организации
на их основе принципиально новых наноструктур с физико-механическими
свойствами, не реализуемых в кристаллах.

Новые структуры находят применение в устройствах магнитной записи и
хранения информации, различного типа датчиках и электронных приборах. Они
активно начинают уже использоваться в промышленности, быту и в физическом
эксперименте, в частности, при спектрометрии сверхмалых передач момента и
создании новой техники и принципиально новых спектрометров нейтронов.

Конструирование принципиально новых материалов и систем требует
развития и принципиально новых методов измерений и анализа. Известно, что
появление интенсивных источников синхротронного излучения позволило
существенно развить рентгеновские методы исследований на основе
использования более монохроматичного и узкоколлимированного рентгеновского
излучения в широком спектральном диапазоне.

В этой связи, актуальными также стали поиск и разработка новых методов
использования нейтронного излучения. Значительно менее интенсивное по
сравнению с рентгеновским, но слабо поглощаемое веществом нейтронное
излучение, находит применение при исследовании магнитных материалов в
сравнительно толстых плёночных системах. Нейтроны с успехом применяются
при изотопическом контрастировании. Особенно широко это находит применение
в исследованиях биологических объектов, в которых водород замещают
дейтерием.



Нейтроны, как и рентгеновское излучение, при углах скольжения меньше критического испытывают полное отражение. Это обуславливает образование над отражающими поверхностями нейтронных стоячих волн (НСВ). НСВ могут быть использованы для определения в наноструктуре пространственного положения примесного слоя атомов небольшой концентрации.

Свойство нейтронов слабо поглощаться может быть использовано для увеличения времени взаимодействия нейтронов с исследуемым объектом и повышения, таким образом, чувствительности к измерению вероятности взаимодействия. Для этого, в наноструктуре формируется потенциальная для нейтронов яма. В потенциальной яме образуется нейтронная усиленная стоячая волна (НУСВ), в которой плотность нейтронов может быть повышена в тысячу-миллион раз. Использование НУСВ приводит к увеличению поглощения нейтронов и выхода вторичных излучений. Специфическим вторичным излучением являются нейтроны, испытавшие переход с одного первоначально заселённого спинового состояния во второе. В результате, с помощью поляризованных нейтронов становится возможным проводить высокочувствительные исследования слабомагнитных слоёв вещества атомарной толщины.

Таким образом, использование режима нейтронных стоячих волн совместно с регистрацией вторичных излучений открывает новые возможности исследований с высокой чувствительностью наноструктур, изготовленных из изотопов ядер и магнитных атомов.

Основной целью работы являлось осуществление в наноструктурах предсказанного и автором обоснованного теоретически и экспериментально явления интерференции встречно распространяющихся нейтронных волн, приводящее к формированию нейтронных стоячих и усиленных стоячих волн.

Целью работы также являлось:

обнаружение и регистрация стоячих и усиленных стоячих волн различными способами;

применение режимов стоячих волн для исследований явлений магнетизма и сверхпроводимости в наноструктурах;

исследование явления расщепления пучка нейтронов, использованного, в частности, для эффективной регистрации нейтронных стоячих волн;

применение режима стоячих волн для разработки методов спектрометрии нейтронов и формирования коллимированного и монохроматического пучка поляризованных нейтронов.

Работа включала:

- развитие физических представлений об интерференционных процессах при прохождении нейтронов через слоистые среды
- проведение нейтронных экспериментов на модельных структурах с целью подтверждения разработанных представлений
- выполнение нейтронных исследований свойств магнитных и сверхпроводящих наноструктур
- развитие методов нейтронной спектрометрии и формирования пучка поляризованных нейтронов

Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие **основные задачи:**

1. Разработать и теоретически обосновать реализацию предсказанного явления интерференции в наноструктурах встречно распространяющихся нейтронных волн.
2. Разработать схемы нейтронных интерференционных экспериментов в скользящей геометрии с одновременной регистрацией различных вторичных излучений: испытавших переворот спина нейтронов, каналированных нейтронов, гамма-квантов, заряженных частиц.
3. Опробовать методику эксперимента в режиме стоячих нейтронных волн на контрольных сильнопоглощающих и переворачивающих спин нейтрона образцах.
4. Провести экспериментальные исследования магнитных и сверхпроводящих наноструктур с использованием нейтронных стоячих,

каналирования нейтронов, эффекта расщепления пучка нейтронов, возбуждения наноструктур ультразвуком и радиационного воздействия разного типа излучением.

5. Экспериментально наблюдать и исследовать эффект расщепления пучка нейтронов при его преломлении в среде после прохождения одной границы раздела и плёнки. Продемонстрировать возможности применения эффекта расщепления, в том числе для регистрации стоячих нейтронных волн, и выполнить экспериментальные исследования наноструктур.

6. Теоретически обосновать и экспериментально исследовать возможности резонаторной наноструктуры для использования её в качестве спин-прецессора в спин-эхо спектрометре.

7. Разработать метод измерения малых передач момента в слое наноструктуры, основанный на использовании поглощающего и спин-флиппирующего слоя.

8. Развить новую нейтрон-поляризационную технику.

Результаты, выносимые на защиту:

1) Установлено, что при отражении поляризованных нейтронов над поверхностью магнитной слоистой наноструктуры реализуется интерференция встречно распространяющихся нейтронных волн, проявляющаяся в установлении режима стоячих волн поляризованных нейтронов.

2) Установлено, что при отражении поляризованных нейтронов от трёхслойной наноструктуры внутри структуры осуществляется интерференция встречно распространяющихся нейтронных волн, образованных в свою очередь в результате интерференции волн различной кратности отражения, проявляющаяся в установлении режима усиленных стоячих волн поляризованных нейтронов. Получено рекордное 230 кратное увеличение плотности нейтронов в наноструктуре.

3) Регистрация стоячих и усиленных стоячих волн, выполненная: а) с помощью регистрации интенсивности испытанных спиновый переход поляризованных нейтронов, с использованием и эффекта расщепления пучка нейтронов, и суперзеркального анализатора поляризации; б) с помощью регистрации заряженных частиц; в) с помощью регистрации интенсивности гамма-излучения, испускаемого ядрами гадолиния после захвата нейтронов; г) с помощью регистрации поглощённых в слое титана нейтронов; д) с помощью регистрации каналируемых нейтронов.

4) Обнаружено влияние сверхпроводимости на магнитное состояние составной наноструктуры $20 \times [\text{Fe}(3\text{нм})/\text{V}(3\text{нм})]\text{Fe}(3\text{нм})/\text{V}(38\text{нм})$, помещённой в магнитное поле. Показано с использованием режима стоячих волн нейтронов, что переход слоя ванадия $\text{V}(38\text{нм})$ в сверхпроводящее состояние приводит к установлению полидоменного состояния и симметризации магнитного профиля относительно границы раздела. При этом отдельные слои периодической структуры $20 \times [\text{Fe}(3\text{нм})/\text{V}(3\text{нм})]$ упорядочиваются антиферромагнитно.

5) Обнаружено с использованием режима усиленных стоячих волн нейтронов, что в бислое из ферромагнитных слоёв железа и гадолиния благодаря эффекту близости при температуре 287 К, которая на 6 К ниже точки Кюри гадолиния, устанавливается магнитно-неколлинеарное состояние. При этом, подтверждено наличие второго минимума на кривой $H(T)$ фазовой диаграммы бислоя $\text{Fe}(x = 3, 6, 12 \text{ нм})/\text{Gd}(3 \text{ нм})$, отделяющей ориентированные магнитные состояния от магнитно-неколлинеарного. Экспериментально показано, что этот минимум обусловлен влиянием границы раздела слоя железа со слоем гадолинием.

6) Установлено с использованием режима стоячих волн, что в возбуждаемой звуком резонаторной наноструктуре осуществляется режим многоквантовой передачи энергии между звуковой волной и нейтроном. Для исследований с небольшими передачами момента разработаны методы измерения сверхмалых передач $10^{-5}-10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ волнового вектора. Первый метод основан на

сдвиге пучности стоячей волны относительно поглощающего или магнитно-неколлинеарного слоя. Второй метод основан на регистрации переходов из одной моды каналирования нейтронов в другую.

7) Осуществлено каналирование нейтронов в структуре Cu/Ti/Cu, которое имеет место в структуре только при реализации режима усиленных стоячих волн. Для длины каналирования получено значение 3 см. Получено также, что при возбуждении резонаторных структур ультразвуком частотой 90 МГц передача момента нейтрону составляет $1.5 \times 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$ при отсутствии режима каналирования и $2 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ – с режимом каналирования. Показано, что эффект каналирования может быть использован для: создания монохроматического пучка нейтронов, высокочувствительных исследований границ раздела и измерений переданного нейтроном момента.

8) Установлено с использованием режима усиленных стоячих волн, что при малых дозах облучения наноструктур типа Cu/Ti ионами хрома и альфа-частицами в слое титана образуются нанополости размером меньше 10 нм.

9) Разработан и экспериментально реализован метод спин-прецессионной спектроскопии нейтронов основанный на реализации режима усиленных нейтронных стоячих волн. При этом, экспериментально показана фазовая чувствительность резонаторного спин-прецессора к перпендикулярной компоненте волнового вектора нейтрона. Испытана модель спин-эхо спектрометра на основе слоистого магнитного спин-прецессора и показана возможность его реализации для исследований неоднородностей и динамики наноструктур на импульсном источнике нейтронов.

10) Обнаружен и исследован эффект расщепления неполяризованного пучка нейтронов, использовавшийся, в частности, для регистрации режима усиленных стоячих волн нейтронов. Показано, что при преломлении нейтронов на границе раздела двух магнитных сред неполяризованный пучок расщепляется на четыре пучка, а при преломлении на границе раздела магнитной плёнки со средой - на три пучка. Показано, что для некоторого $\lambda > \lambda_{\text{крит}}$, обусловленного

величиной напряжённости внешнего магнитного поля, существует запрет на реализацию перехода нейтронов из состояния “-” в состояние “+”. Показано, что в фиксированной геометрии эффект проявляется через изменение среднего значения длины волны нейтронов. В бислое Gd(50Å)/Fe(1000Å) методом расщепления пучка обнаружена небольшая концентрация доменов с магнитным моментом, направленным перпендикулярно границам раздела. Обоснованы и экспериментально реализованы способ измерения ядерного оптического потенциала путём сканирования величины внешнего магнитного поля, метод отдельного исследования границ магнитной плёнки с помощью преломления нейтронов и двойной поляризационный анализ магнитно-неколлинеарных структур.

11) Разработан всемерный анализатор поляризации нейтронов, предназначенный для регистрации диффузного рассеяния нейтронов.

12) Предложен источник монохроматических и коллимированных пучков поляризованных нейтронов, основанный на реализации режима стоячих волн и эффекта расщепления пучка нейтронов.

Научная новизна:

Представленная работа является первой, в которой проведены систематические исследования начиная от разработки физических представлений, лежащих в основе методов нейтронных стоячих волн и усиления производной фазы амплитуды отражения нейтронов в магнитных слоистых структурах, отработки экспериментальной методики, до проведения экспериментов на модельных и реальных физических объектах, ставящих целью изучение структуры и параметров ультратонких плёнок и наноструктур и разработки новых нейтронно-спектроскопических методов и методов формирования пучка поляризованных нейтронов.

В работе впервые:

1. Сформированы и детектированы стоячие волны поляризованных нейтронов над поверхностью слоистой наноструктуры и усиленные стоячие волны поляризованных нейтронов в слоистой наноструктуре. При этом, детектирование осуществлено:

- а) с помощью регистрации интенсивности испытавших спиновый переход поляризованных нейтронов, с использованием и эффекта расщепления пучка нейтронов, и суперзеркального анализатора поляризации;
- б) с помощью регистрации заряженных частиц;
- в) с помощью регистрации гамма квантов;
- г) с помощью регистрации поглощения нейтронов в слое титана;
- д) с помощью регистрации каналируемых нейтронов.

2. Получено рекордное 230 кратное увеличение плотности нейтронов в наноструктуре.

3. Обнаружено влияние установления сверхпроводимости на магнитное состояние отдельного слоя и периодической структуры в наноструктуре.

4. Подтверждено существование второго минимума на кривой $H(T)$ фазовой диаграммы бислоя $Fe(x=3, 6, 12 \text{ нм})/Gd(3 \text{ нм})$, отделяющей ориентированные магнитные состояния от магнитно-неколлинеарного. Экспериментально показано, что наличие этого минимума обусловлено влиянием границы раздела слоя железа со слоем гадолинием.

5. В резонаторной наноструктуре установлено осуществление режима многоквантовой передачи энергии между звуковой волной и нейтроном. Разработаны методы измерения сверхмалых передач 10^{-5} - 10^{-3} \AA^{-1} волнового вектора нейтрона.

6. Обнаружен эффект расщепления неполяризованного пучка нейтронов при преломлении нейтронов на границе раздела двух магнитных сред на четыре пучка и на границе раздела магнитной плёнки со средой на три пучка, обусловленный переходом нейтронов с одного спинового состояния в другое. Экспериментально

показано, что для некоторого $\lambda > \lambda_{\text{крит}}$ обусловленного величиной напряжённости внешнего магнитного поля, существует запрет на реализацию перехода нейтронов из состояния “-” в состояние “+”. Показано, что в фиксированной геометрии эффект проявляется через изменение среднего значения длины волны нейтронов. В бислое $Gd(50\text{\AA})/Fe(1000\text{\AA})$ методом расщепления пучка обнаружены и исследованы домены с магнитным моментом, направленным перпендикулярно границам раздела. Обоснованы и экспериментально реализованы способ измерения ядерного оптического потенциала путём сканирования величины внешнего магнитного поля, метод отдельного исследования границ магнитной плёнки с помощью преломления нейтронов и двойной поляризационный анализ магнитно-неколлинеарных структур.

7. Получено, что при возбуждении резонаторных структур ультразвуком частотой 90 МГц передача момента нейтрону составляет $1.5 \times 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$ при отсутствии режима каналирования и $2 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ – с режимом каналирования. Показано, что эффект каналирования может быть использован для: создания монохроматического пучка нейтронов, высокочувствительных исследований границ раздела и измерений переданного нейтроном момента.

8. Теоретически обоснован и экспериментально реализован метод спин-прецессионной спектрометрии, основанный на реализации режима усиленных стоячих волн. Показана фазовая чувствительность резонаторного спин-прецессора к перпендикулярной компоненте волнового вектора нейтрона. Испытаны модели спин-эхо спектрометров на основе слоистого магнитного спин-прецессора и показана возможность их реализации для исследований неоднородностей и динамики наноструктур на импульсном источнике нейтронов.

9. Разработан верный анализатор поляризации нейтронов.

10. Предложен источник монохроматических и коллимированных пучков поляризованных нейтронов.

Практическая ценность работы

Метод стоячих нейтронных волн в условиях полного отражения позволяет проводить структурные измерения по определению пространственного положения поглощающего нейтроны слоя с разрешением порядка 100\AA . В связи с этим он эффективно может быть использован в структурах с большой толщиной слоёв, характерных для биологической и полимерной наук.

Метод стоячих волн в условиях брэгговского отражения от периодических структур в настоящее время имеет разрешение порядка 10\AA и уже эффективно может использоваться для исследований, например, эффектов обменного взаимодействия, реализующихся на расстояниях $1-30\text{\AA}$.

Метод усиленных стоячих волн в настоящее время позволяет проводить исследования с чувствительностью в $100-1000$ раз превосходящей обычные рефлектометрические измерения. В этой связи доступными становятся измерения со сверхмалой толщиной слоёв ферромагнетика ($10^{-2}-10^{-1}\text{\AA}$) или сверхмалой намагниченностью ($10^{-3}-10^{-4}$ магнетона Бора для слоя атомарной толщины).

Метод увеличенной производной фазы амплитуды отражения нейтронов от резонаторной структуры позволяет реализовать высокочувствительные спин-прецессоры для спин-эхо спектрометров. Таким образом, могут быть разработаны принципиально новые нейтронные инструменты, предназначенные как для исследований низкочастотной динамики, так и степени неоднородности веществ.

Метод расщепления пучка, вызванный процессом переворота спина, эффективно может быть использован для исследований магнитно-неколлинеарных структур. Важность применения разработанных методов трудно переоценить, поскольку сейчас интенсивно разрабатываются различно рода магнитные неколлинеарные структуры, демонстрирующие новые электронно-транспортные свойства.

Личный вклад автора

Автор участвовал в разработке новых нейтронных методов исследований, формулировке целей и задач исследований конденсированных сред, проведении измерений с нейтронами, обработке данных измерений и формулировке выводов.

Апробация работы

Основные результаты изложены в 44 работах, список которых приведён в конце автореферата. Результаты, представленные в работе, докладывались на 34 конференциях:

- Международный семинар по структурным исследованиям на импульсных источниках нейтронов, Дубна, Россия, (1-4).09. 1992 г.
- “ 1-ая Международная конференция по применению поляризованных нейтронов в исследованиях конденсированных сред”, Дубна, Россия, 18-20.09.1996 г.
- “ 2-ая Международная конференция по применению поляризованных нейтронов в исследованиях конденсированных сред”, Гренобль, Франция, 21-23.09.1998 г.
- “ 3-ья Международная конференция по применению поляризованных нейтронов в исследованиях конденсированных сред”, Гатчина, Россия, 20-25.07.2000 г.
- “ 4-ая Международная конференция по применению поляризованных нейтронов в исследованиях конденсированных сред”, Юлих, Германия, 16-19.07.2002 г.
- “ 5-ая Международная конференция по применению поляризованных нейтронов в исследованиях конденсированных сред”, Вашингтон, США, 1-4.06.2004 г.
- “ 1-ая Европейская конференция по нейтронному рассеянию ”, Интерлакен, Швейцария, 8-11.09, 1996 г.
- “ 2-ая Европейская конференция по нейтронному рассеянию ”, Будапешт, Венгрия, 1-4.09, 1999 г.

- 3-ья Европейская конференция по нейтронному рассеянию”, Монтпелье, Франция, 3-6.09, 2003 г.
- Международная конференция по нейтронному рассеянию, Мюнхен, Германия, 9-13 сентября 2001г.
- XVI Совещание по использованию рассеяния нейтронов в исследованиях конденсированного состояния, Обнинск, Россия, 13-17.09, 1999 г.
- XIX Совещание по использованию рассеяния нейтронов в исследованиях конденсированного состояния, Обнинск, Россия, 12-15.09, 2006 г.
- II Совещание по исследованиям на реакторе ИБР-2, Дубна, Россия, 17-19.08, 2002г.
- V Совещание по исследованиям на реакторе ИБР-2, Дубна, Россия, 14-17.08, 2006 г.
- X Симпозиум по нанофизике и наноэлектронике, Нижней Новгород, Россия, 13-17 марта 2006 г.
- XI Симпозиум по нанофизике и наноэлектронике, Нижней Новгород, Россия, 10-14 марта 2007 г.
- Международная конференция по применению поляризованных нейтронов и синхротронного излучения для исследований магнетизма, Венеция, Италия, 4-6.08, 2003 г.
- Международная конференция по магнетизму, Рим, Италия, 27.07-01.08, 2003 г.
- Первая национальная конференция по применению рентгеновского, синхротронного излучений, нейтронов и электронов для исследования материалов, Москва-Дубна, Россия, 25-29 мая 1997г.
- Вторая национальная конференция по применению рентгеновского, синхротронного излучений, нейтронов и электронов для исследования материалов, Москва, Россия, 13-27 мая 1999г.
- Симпозиум по нейтронному рассеянию, Гренобль, Франция, 6-7 апреля 2001г.
- Международная конференция по спин-эхо спектрометрии, Берлин, Германия, 16-17 Октября 2000 г.

- Международный семинар по магнитным мультиструктурам, Будапешт, Венгрия, 6-9 декабря 2001г.
- 13th meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources, Villigen, Switzerland, 11-14 October 1995 г.
- JINR-Romanian Workshop “Advanced materials and their characterization”, Dubna, Russia, March 18-22, 2002.
- ECNS 2003, Montpellier, France, 3-6 September 2003
- CMMP04, (04-11).04.2004, Warwick, England
- EASTMAG, (23-27).08.2004, Krasnoyarsk, Russia
- RNIKS-2004, Zarechnyj, Ekaterinburg, October 12-16, 2004.
- Совещание, "Magnetic Multilayers As Seen by Photons and Neutrons", Budapest, Hungary, December 6-9. 2001.
- Совещание "Tunability of exchange coupling with hydrogen", Bochum, Germany, May, 16-17. 2003.
- Совещание "Tunability of exchange coupling with hydrogen", St. Petersburg, Russia, June, 16-20, 2004.
- Совещание "Hierarchy of scales in magnetic nanostructures", Upsala, Sweden, May, 23 -26, 2005.
- Совещание " Hierarchy of scales in magnetic nanostructures ", Bochum, Germany, April, 26-29, 2007.

Объём и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения, изложенных на 294 страницах текста, включающего 11 таблиц. Кроме того, она содержит 109 рисунков и список литературы из 241 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дана общая характеристика работы, обосновывается актуальность выбранного направления, сформулирована цель работы. Выделены

задачи, которые предстояло решить, и приводятся значительные новые результаты. Приводятся положения, выносимые на защиту, а также обсуждается научная и практическая значимость полученных результатов.

В первой главе рассмотрены вопросы, касающиеся существующего сейчас статуса метода рефлектометрии поляризованных нейтронов на импульсных источниках нейтронов и, в частности, на реакторе ИБР-2. Нейтронная рефлектометрия, как метод исследований поверхности конденсированной среды, зародилась в начале восьмидесятых. Вначале нейтроны использовались в основном в режиме полного отражения. В середине девяностых получили развитие исследования тонких плёнок. На рубеже 20-го и 21-го веков актуальными стали исследования различного типа периодических структур (ПС).

В настоящее время исследуются сложные составные структуры, состоящие из нескольких (минимально из двух) различных по свойствам структур. Задачей в этом случае является синтез свойств отдельных структур и получение новых свойств составной структуры. Так, например, изучаются составные структуры, состоящие из сверхпроводящего слоя (толщина 300 - 30000 Å) и ПС с определённого типа магнитным упорядочением составляющих её слоёв (толщина бислоя в ПС составляет 30 - 100 Å). Другим примером является составная структура, состоящая из структур с различным магнитным упорядочением (например, ферромагнитным и антиферромагнитным), для которой характерна не симметричная петля гистерезиса.

Среди прочих других, важными задачами физики слоистых наноструктур являются следующие две задачи, в определённой степени противоположные. Первой задачей является создание идеальной структуры, в которой границы раздела представляют собой плоскости. В идеальной структуре отсутствуют шероховатости границ раздела. Прохождение нейтронов через идеальные структуры описывается одномерным уравнением Шредингера. При этом решение может быть получено рекуррентным или так-называемым матричным способами.

Важной задачей является также использование неоднородностей структуры для получения слоистых структур с новыми свойствами. Так, например, область вблизи границы раздела ферромагнитного вещества со сверхпроводящим из-за взаимного проникновения контактирующих веществ характеризуется уменьшением по сравнению с ферромагнетиком величины обменного взаимодействия. Это способствует возникновению в этой области новых сверхпроводящих свойств.

При распространении нейтронов в слоистой структуре они рассеиваются на различного типа неоднородностях. Если неоднородности структурно неупорядочены, то происходит дифракция нейтронов на отдельных неоднородностях плотности рассеяния нейтронов, характеризующихся длиной корреляции. В рефлектометрии этот тип рассеяния называют диффузным. Как правило, длина корреляции находится в пределах 100Å - 10мкм, что определяет в случае тепловых нейтронов небольшие углы рассеяния от 20мкрад до 20мрад. В связи с этим, этот тип рассеяния называют ещё малоугловым. Распространение нейтронов в этом случае описывается в приближении искажённых волн. Если неоднородности упорядочены в пространстве, то происходит интерференция волн, фаза которых определяется расстоянием между отдельными неоднородностями. Этот тип когерентного рассеяния обычно называют дифракцией нейтронов. Если упорядоченные неоднородности распределены в плоскости слоистой структуры, то такая дифракция называется малоугловой. Все эти типы рассеяния нейтронов наблюдаются в реальных слоистых структурах. В этой связи метод рефлектометрии постоянно усложняется и, прежде всего, путём реализации многообразных возможностей регистрации различных типов рассеяния нейтронов.

Особое место среди всего многообразия наноструктур занимают магнитные структуры, в составе которых имеются ферромагнитные или сверхпроводящие слои. Данные структуры характеризуются не только ядерным профилем (координатная зависимость плотности амплитуды рассеяния

нейтронов, связанная с ядерным взаимодействием нейтронов) но и магнитным профилем (координатная зависимость плотности амплитуды рассеяния нейтронов, связанная с магнитным взаимодействием нейтронов; или - координатная зависимость вектора намагниченности). Для исследований магнитных структур используются поляризованные нейтроны.

В настоящее время уже сложился стандартный метод рефлектометрических измерений на магнитных слоистых структурах, который исторически называется полным поляризационным анализом (ППА). Неотъемлемыми элементами схемы ППА являются поляризатор нейтронов, спин-флипперы перед исследуемым образцом и после него, анализатор поляризации нейтронного пучка и позиционно-чувствительный детектор (ПЧД). Обычно, на рефлектометре перекрывается диапазон переданных моментов в направлении перпендикулярно пучку $10^{-3} - 10^{-1} \text{ \AA}^{-1}$, что позволяет измерять ядерный и векторный магнитный профили с пространственным разрешением в глубину структуры $10 - 10^3 \text{ \AA}$.

Разработка нового более совершенного спектрометра поляризованных нейтронов потребовало более широкого осмысления методов нейтронной спектрометрии и поляризационной техники. Для спектрометров упругого рассеяния (рефлектометр, спектрометр малоуглового рассеяния, дифрактометр) была предложена схема с зависящими от времени коллимацией и сечением падающего на исследуемый образец пучка нейтронов. В этой схеме, исходя из измеряемого закона рассеяния, выбирается определённый временной закон изменения параметров пучка нейтронов. В результате, в заданном интервале длин волн нейтронов достигается более сбалансированная связь между разрешением и светосилой измерений.

Создание нейтронных суперзеркал позволило в своё время существенно расширить рабочий интервал изменения волнового вектора нейтронов. Это привело в итоге к созданию более широкополосных нейтронных расщепителей и отражателей нейтронного пучка, поляризаторов и анализаторов

поляризации нейтронов. Однако, этого оказалось недостаточным в случае импульсных источников с небольшой частотой следования импульсов мощности, каким является ИБР-2. В этой связи, актуальным стало создание широкополосных поляризаторов нейтронов, перекрывающих 10-20 кратное изменение длины волны нейтронов. Для реализации на ИБР-2 были предложены и обоснованы различные схемы, в которых высокая поляризующая способность зеркального поляризатора нейтронов обеспечивалась изменением угла наклона зеркала в зависимости от времени с начала импульса нейтронов.

Как уже отмечалось, важным в экспериментальных исследованиях является регистрация и анализ поляризации диффузно рассеянных нейтронов. Существовавшие схемы анализатора поляризации представляли стопку зеркал, параметры которой по угловой апертуре захвата пучка нейтронов не были оптимизированы, что в десятки раз уменьшало светосилу. В этой связи был разработан и используется в настоящее время на спектрометре РЕМУР (Рис. 1) веерный анализатор поляризации (Рис. 2), в котором зеркала сфокусированы на точку расположения исследуемого образца и расположены согласовано с ним по величине захватываемого телесного угла пучка.

В диссертации рассмотрены различные схемы резонансного градиентного спин-флиппера нейтронов, отличающиеся координатными зависимостями напряжённостей постоянного и переменного магнитных полей. Три типа предложенных зависимостей позволяют реализовать сравнимые характеристики спин-флиппера. В результате была выбрана легко реализуемая косинусно-синусная зависимость магнитных полей. На спектрометре РЕМУР используются два таких спин-флиппера, отличающихся большим пропускным сечением и высокой эффективностью спин-флиппирования в интервале длин волн больше 1 \AA .

Новый спектрометр РЕМУР размещен на восьмом канале реактора ИБР2, где поток нейтронов в водяном замедлителе в телесный угол 2π составляет $4 \times 10^{12} \text{ н/см}^2/\text{сек}$. В точке размещения образца плотность потока поляризованных

нейтронов с расходимостью в вертикальной плоскости $2\theta_y = 2.5$ мрад и такой же расходимостью в горизонтальной плоскости $2\theta_x = 2.5$ мрад равна 2×10^6 н/см²/сек. Спектр нейтронов имеет Максвелловскую форму с температурой 300 К. Рабочий диапазон длин волн нейтронов на спектрометре составляет 1 - 10 Å. При частоте 5 Гц следования импульсов мощности реактора ИБР-2 измерения проводятся в последовательно следующих друг за другом интервалах времени длительностью 200 мсек.

Длина волны регистрируемых нейтронов определяется по времени пролета расстояния от источника (водяной замедлитель, расположенный вблизи активной зоны реактора) до детектора. При пролетном расстоянии 34 м среднеквадратичное отклонение длины волны нейтронов, обусловленное конечной длительностью импульса тепловых нейтронов в замедлителе 0.32 мсек, составляет $= 1.9 \times 10^{-2}$ Å во всем рабочем диапазоне длин волн. В связи с этим, оптимизированное минимальное относительное среднеквадратичное отклонение переданного момента, например на длине волны нейтронов 6 Å, достигает 4.2×10^{-3} . С таким разрешением уже становятся доступными исследования стоячей нейтронной волны с усилением порядка 1000. Устройства поляризации и анализа поляризации нейтронов на спектрометре позволяют проводить исследования магнитных слоистых структур. Спектрометр содержит поляризатор нейтронов, систему диафрагмирования, радиочастотные градиентные спин-флипперы перед образцом и после, верный анализатор поляризации и позиционно-чувствительный детектор. В качестве поляризатора может быть использована стопка прямых суперзеркал, одно суперзеркало или два суперзеркала. Наибольшая интенсивность пучка нейтронов достигается с поляризатором в виде стопки зеркал. Наибольшая поляризация пучка, благодаря использованию двухкратного отражения нейтронов, достигается с поляризатором в виде двух суперзеркал. Отношение скоростей счёта нейтронов и фона, регистрируемых ПЧД, максимально в интервале 2 - 4 Å и составляет 10^5 .

Во второй главе рассмотрен эффект углового расщепления преломлённого пучка нейтронов. Хорошо известно, что при преломлении пучка нейтронов на границе двух сред, характеризующихся ядерным потенциалом взаимодействия, происходит изменение направления пучка. Если, например, нейтрон переходит из вакуума в среду с положительным потенциалом, то в среде перпендикулярная компонента скорости уменьшается и пучок отклоняется в сторону границы раздела. Если потенциал отрицательный (это имеет место, например, для титана, марганца, ванадия), то в среде перпендикулярная компонента скорости возрастает и пучок отклоняется в сторону от границы раздела. В случае, если среда магнитная и вектор намагниченности коллинеарен вектору напряжённости внешнего магнитного поля, то кроме ядерного, существует потенциал магнитного взаимодействия нейтрона со средой. Потенциал магнитного взаимодействия нейтрона со средой положителен для нейтронов с положительной проекцией спина на направление магнитного поля и отрицателен – для нейтронов с отрицательной проекцией. Соответственно этому, магнитный потенциал будет приводить к преломлению нейтронов с положительной и отрицательной проекциями спина аналогично тому как это происходит с неполяризованными нейтронами соответственно при положительном и отрицательном ядерном потенциале.

Другая картина преломления нейтронов будет в случае, если вектор намагниченности среды будет неколлинеарен вектору напряжённости магнитного поля. Изменение направления вектора магнитной индукции на границе раздела сред приводит к переходу нейтрона из первоначального спинового состояния во второе, имеющее противоположный знак проекции спина. При спиновом переходе нейтрон изменяет свою потенциальную энергию в магнитном поле. А так как полная энергия нейтрона сохраняется, то при переходе изменяется кинетическая энергия, связанная с движением нейтрона в направлении перпендикулярно границе раздела. Изменение потенциальной энергии сравнимо по величине с начальной кинетической энергией нейтрона. В результате, угол скольжения отражённого пучка существенно изменяется, возрастая в случае

перехода “+” и уменьшаясь при переходе “-”. На рис. 3 показаны результаты измерений с плёнкой $\text{Co}(700 \text{ \AA})$, нанесённой на подложку из стекла. Целью эксперимента было показать, как связаны процессы расщепления для случаев преломления и отражения нейтронов и как они зависят от величины напряжённости магнитного поля и длины волны нейтронов. Видно, что с ростом длины волны и напряжённости магнитного поля эффект отклонения пучков по отношению к нейтронам с нулевой длиной волны возрастает. Относительно плоскости образца (нулевой угол скольжения) преломлённый и отражённый пучки с определённым типом перехода (“+” или “-”) расположены симметрично. В случае преломлённого пучка “+” существует значение магнитного поля $7.9 \pm 0.2 \text{ кЭ}$, соответствующее ядерному потенциалу стеклянной подложки, при котором пучок распространяется в направлении прямого пучка. Таким образом, был определён потенциал стекла, составивший $95.3 \pm 2.4 \text{ нэВ}$.

На следующем рис. 4 приведены результаты измерений со структурой $\text{FeAlSi}(20 \text{ мкм})/\text{Cr}(500 \text{ \AA})/\text{CaTiO}_3(1 \text{ мм})$. Благодаря тому, что слой FeAlSi достаточно толстый, были наблюдаемы преломление нейтронов на границах вакуум/ FeAlSi и $\text{FeAlSi}/\text{CaTiO}_3$. Из-за того, что на первой границе изменение ядерного потенциала положительное, а на второй – отрицательное, пучки располагаются по разные стороны от прямого пучка. Видно, что пучки для первой границы располагаются в сторону нулевого угла скольжения в последовательности “-”, “+”, “-” и “+”. Для второй границы из-за экспериментальной сложности наблюдения пучок “+” не регистрировался, но последовательность пучков такая же как в случае первой границы. Это отражает магнитную природу эффекта. Важно, что пучки для переходов “+” и “-” не совпадают. Это связано с ненулевым значением разности индукции и напряжённости поля В-Н. Таким образом, если при преломлении с прохождением нейтронов через плёнку наблюдается три пучка нейтронов, то при преломлении на границе раздела между двумя средами – их четыре. На рис. 5 показана картина расщепления пучка нейтронов, которая была установлена экспериментально.

В третьей главе рассмотрены стоячие и усиленные стоячие нейтронные волны в слоистых системах. В начале главы рассмотрена теория распространения нейтронных волн в различных режимах волнового поля. Рассеянию нейтронов в слоистой структуре (Рис. 6) соответствует установление нейтронной волны ψ_d бегущей в глубь структуры (прямое направление распространения) и волны ψ_b бегущей из глубины к поверхности (обратное направление). Соотношение амплитуд прямой и обратной волн (слой, отражающий прямую волну будем называть отражающим) определяет волновой режим нейтронов в структуре (слой, в котором мы рассматриваем волновой режим, будем называть фазосдвигающим). Для определённости, режим с амплитудой обратной волны A_b составляющей $1/10$ от амплитуды прямой A_d ($\gamma = A_b/A_d = 0.1$) определим как режим бегущей волны. Для режима бегущей волны параметр контрастности $\chi(k_z)$, определяемый как отношение максимального значения плотности нейтронов в слое структуры к минимальному, составляет $\chi < 1.49$. Режим при $0.1 < \gamma < 1$ ($\chi > 1.49$) будем называть режимом стоячих волн. В режиме стоячей волны амплитуды двух волн практически равны, что соответствует максимальному значению плотности нейтронов в структуре в четыре раза превышающему плотность в налетающей волне. Таким образом, в режиме стоячей волны при определённых координатах в глубь слоя структуры и соответствующих им значениях волнового вектора k_z существует усиление плотности нейтронов. По значению волнового вектора $k_z = k_m$, при котором процессы поглощения нейтронов максимальны, можно определить положение поглощающего нейтроны слоя в структуре. Если обратно распространяющаяся нейтронная волна также отражается от входного слоя (этот слой будем называть усиливающим, а структуру с усиливающим слоем – резонаторной), то при определённых значениях волнового вектора k_{res} происходит усиление амплитуды результирующей волны (усиление плотности). Усиление увеличивается при стремлении значений коэффициентов отражения

прямой и обратной волн к единице. В режиме усиления о позиции поглощающего слоя судят по вероятности поглощения нейтронов при k_{res} .

Таким образом, коэффициент усиления нейтронной плотности K в фазосдвигающем слое резонаторной структуры определяется произведением коэффициента усиления стоячей волны K_{sw} , обусловленного интерференцией прямой и обратной волн, и коэффициента K_{esw} , обусловленным интерференцией волн различной кратности отражения.

Максимальное значение K_{esw} ограничено поглощением нейтронов в усиливающем, фазосдвигающем и отражающем слоях. Среди слабопоглощающих материалов следует указать Al, Bi, Pb, C, Si, Be. Из них первые пять элементов имеют низкий потенциал взаимодействия и пригодны для использования в качестве фазосдвигающего слоя. Бериллий, никель и медь из-за высокого значения потенциала подходят для использования в качестве усиливающего и отражающего слоёв. При сравнимых сечениях поглощения нейтронов фазосдвигающий слой наиболее сильно поглощает нейтроны, что является, в частности, отражением факта увеличения плотности нейтронов в этом слое. В случае, если фазосдвигающий слой является вакуумным промежутком между усиливающим и отражающим слоями, коэффициент усиления достигает предельного значения $\eta_{esw,max} \cong (M_A(1+M_R/2M_A)^2)^{-1}$, где M_A и M_R – коэффициенты поглощения нейтронов в усиливающем и отражающем слоях, соответственно. При этом, соответствующее $\eta_{esw,max}$ оптимальное пропускание усиливающего слоя $T_A = M_A + 2M_R$, реализуется при определённых значениях волнового вектора и толщине усиливающего слоя. При имеющем место $M_R = 10^{-6} = M_A/2$, например для слоёв из бериллия и висмута, получаем $K_{esw,max} \approx 3 \times 10^5$. Предельному значению коэффициента усиления соответствует идеальная структура с однородными слоями. В действительности, при современной технологии изготовления наноструктур, граничная область между слоями неоднородна и это приводит к дополнительному рассеянию нейтронов, то-есть

поглощению нейтронов из канала зеркального отражения, и, как следствие, уменьшению коэффициента усиления плотности нейтронов.

Усиление режима волнового поля происходит в некотором интервале значений волного вектора (ширина резонанса). С увеличением коэффициента усиления ширина резонанса уменьшается и это уменьшает поток нейтронов в резонансе. В связи с этим, возникает вопрос о соотношении чувствительности измерения параметров наноструктуры (будем рассматривать магнитно-неколлинеарную структуру) и статистической ошибки измерения счёта нейтронов в зависимости от величины коэффициента усиления.

Показано, что при различных экспериментальных условиях режим усиления является предпочтительным не только в плане повышения чувствительности измерений, но в ряде случаев и в плане статистической обеспеченности регистрации нейтронов.

Важным является вопрос о реализации режима усиления на импульсном источнике нейтронов. Усиленные стоячие волны являются стационарным состоянием нейтрона в потенциальной яме, время жизни которого τ определяется шириной резонанса. Для образования этого состояния длительность импульса нейтронного пучка должна быть сравнима с временем образования стационарного состояния.

Далее описаны экспериментальные исследования по наблюдению режимов стоячих и усиленных стоячих нейтронных волн. Режим стоячих волн реализован со структурой Gd(5нм)/Fe(100нм) нанесённой на стеклянную подложку. Нейтронным зеркалом служила пленка железа, а плотность волновой функции поляризованных нейтронов у его поверхности измерялась по выходу γ лучей при захвате нейтронов в тонком слое гадолиния. На Рис. 7. показаны модельные расчёты динноволновых зависимостей плотности нейтронов в слое гадолиния для “+” и “-” состояний (верхние кривые) и коэффициентов отражения нейтронов (нижние кривые). В эксперименте измерялось отношение $g(\lambda)$ выхода гамма - квантов при поляризации нейтронов вдоль поля к выходу гамма - квантов при

противоположной поляризации. Отношение $g(\lambda)$, как должно быть в случае образования стоячих волн, оказалось больше единицы при $E_{\perp} > U$ и меньше единицы при $E_{\perp} < U$ (Рис. 8), где E_{\perp} - часть энергии нейтронов связанная с перпендикулярным движением, U - потенциальная энергия взаимодействия нейтронов с плёнкой железа в минусовом спиновом состоянии.

Усиленные стоячие волны зарегистрированы различными способами. Так, в структуре $\text{Cu}(30\text{нм})/\text{Ti}(200\text{нм})/\text{Cu}(100\text{нм})$ наблюдались резонансы, обусловленные поглощением нейтронов в слое титана (Рис. 9). Максимальное значение коэффициента усиления нейтронной плотности, усреднённое по толщине слоя титана, составило рекордную величину $\eta = 115$.

Особым режимом усиленных стоячих волн является режим каналирования нейтронной волны. В этом режиме создаются условия входа нейтронов в фазосдвигающий слой, а затем фильтрации волн по величине кратности отражения (рис. 10). На рис. 11 б-г видны максимумы, соответствующие модам усиленных волн каналируемых нейтронов.

Регистрация стоячей волны с помощью реакции захвата нейтронов с испусканием заряженных частиц имеет свои особенности. Прежде всего, сама реакция менее распространена по сравнению с реакцией захвата нейтронов с испусканием гамма-квантов. Так при сечении больше 0.1 барн число изотопов для реакции (n, p) составляет только 6 (изотопы ${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{35}\text{Cl}$, ${}^{40}\text{K}$, ${}^{76}\text{Br}$), а для реакции (n, α) - 14 (изотопы ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, N , ${}^{17}\text{O}$, ${}^{21}\text{Ne}$, ${}^{33}\text{S}$, ${}^{40}\text{K}$, ${}^{59}\text{Ni}$, ${}^{143}\text{Nd}$, ${}^{149}\text{Sm}$, ${}^{152}\text{Gd}$, ${}^{153}\text{Gd}$, ${}^{162}\text{Er}$, ${}^{203}\text{Tl}$). Напротив, для реакции деления ядра с вылетом нейтронов и заряженных осколков, число изотопов значительно. Так, при сравнительно больших значениях сечения реакции больше 30 барн, число изотопов равно 18 (соответствующие этим изотопам элементы есть Ra , Th , U , Np , Pu , Am , Cm , Cf). Существенно различаются и условия регистрации заряженных частиц и гамма-квантов. Связано это с тем, что заряженная частица ионизирует среду. В связи с этим, пробег заряженных частиц невелик (в воздухе доли миллиметра, а в твёрдом теле - микрометры). Это определяет экспериментальную установку, в

которой исследуемый образец помещается непосредственно внутри детектора заряженных частиц (рис. 12). В результате, телесный угол регистрации заряженных частиц составляет 2π . Из-за небольшого пробега заряженных частиц, фоновый поток заряженных частиц не достигает детектора, что определяет также небольшой уровень фонового счёта.

На рис. 13 показаны кривые длинноволновой зависимости счёта отражённых от структуры ${}^6\text{LiF}(20\text{нм})/\text{Ti}(200\text{нм})/\text{Cu}(100\text{нм})$ нейтронов и счёта заряженных частиц, вызванных захватом нейтронов ядрами изотопа ${}^6\text{Li}$. Кривые имеют резонансный характер и скоррелированы между собой. Корреляция состоит в том, что уменьшение скорости счёта отражённых нейтронов соответствует увеличению скорости счёта заряженных частиц. Это доказывает то, что минимумы в коэффициенте отражения нейтронов обусловлены их поглощением, а результатом поглощения нейтронов является рождение альфа-частиц и тритонов. Очевидно, что резонансный характер кривых связан частично с ростом плотности нейтронов при "резонансных" значениях длины волны, а частично со степенью близости пучности стоячей волны к слою лития. Из подгонки расчета к экспериментальным данным следует, что в третьем резонансе ($\lambda = 6 \text{ \AA}$) усиление плотности по отношению к плотности в падающем пучке составляет $\eta = 35$. Это усиление объясняется тем, что слой ${}^6\text{LiF}$ не только поглощает, но и отражает нейтроны, в том числе и благодаря мнимой части оптического потенциала взаимодействия.

Поляризованные нейтроны позволяют осуществить принципиально иной способ детектирования стоячей волны поляризованных нейтронов. Регистрация стоячей волны осуществляется с помощью тонкого магнитного слоя, намагниченность которого неколлинеарна внешнему полю. Такой слой приводит к опрокидыванию спина при отражении и пропускании, и по интенсивности отражения или пропускания с переворотом спина можно судить о плотности нейтронов в точках расположения магнитного слоя.

На рис. 14 приведены зависимости от длины волны коэффициентов отражения нейтронов R^{++} , R^{+-} и R^{-+} для структуры Cu(10нм)/Ti(50нм)/Fe(12нм)/Ti(150нм)/Cu(100нм) при различных значениях угла (0, 10, 25 и 80 градусов) между направлением напряженности внешнего магнитного поля $B_0 = 4.5$ кОе и плоскостью образца. Видно, что зависимости R^{++} и R^{+-} антикоррелируют подобно зависимостям, соответствующим регистрации пучков отраженных нейтронов и альфа-частиц. Положение максимумов и минимумов соответствует с одной стороны попаданию узлов и пучностей на слой железа, а с другой стороны – с возникновением режима усиления.

В четвёртой главе описаны экспериментальные исследования наноструктур, выполненные с использованием стоячих нейтронных волн. Наноструктуры находят применение в датчиках температуры, давления, магнитного поля и так далее, а также радиационного излучения. Для диагностики состояния активной зоны реактора, окружающих замедлителей нейтронов и систем охлаждения и так далее, датчики размещают непосредственно вблизи источника радиоактивного излучения. В этой связи актуальным является вопрос об уровне излучения, который разрушает наноструктуры и делает непригодным их использование. Выполненные исследования показали, что режим стоячих волн в слое титана является чувствительным к дозе облучения 2×10^{11} см⁻² ионами хрома с энергией 245 МэВ и дозе облучения 10^{10} см⁻² альфа-частицами с энергией 5 МэВ, что на два-три порядка меньше тех доз облучения, которые приводят к аморфизации материала, видимой в дифракционных экспериментах. Характер изменения волнового поля нейтронов указывает на появление в слое титана кластеров с линейным размером порядка 10 нм.

Магнитное состояние бислоя Fe/Gd характеризуется тем, что намагниченности слоёв в бислое в зависимости от толщины слоёв, температуры и величины внешнего магнитного поля могут иметь разные направления по

отношению друг к другу и к направлению магнитного поля. Экспериментальные данные отсутствуют для комнатной температуры, измерения при которой сложны из-за малой величины обменного взаимодействия атомов гадолиния. В этой связи нами были приготовлены образцы, пригодные для исследований в режиме стоячих волн. Были проведены измерения при комнатной температуре в магнитном поле 360 Э и 4.5 кЭ для структур Fe(120 Å), Fe(120 Å)/Gd(30 Å), Fe(60 Å)/Gd(30 Å) и Fe(30 Å)/Gd(30 Å), в которых изменялась толщина слоя железа. Полученные результаты подтверждают ранее полученные данные о существовании в бислое магнитно-неколлинеарного состояния при комнатной температуре. Видно, что степень неколлинеарности возрастает до толщины слоя железа, которая сравнима со среднеквадратичным значением амплитуды шероховатостей на границе раздела. Поэтому, сделан вывод, что данное магнитно-неколлинеарное состояние связано с неоднородностями состава вещества в плоскости.

Решение проблемы сосуществования ферромагнетизма и сверхпроводимости в слоистой структуре во многом связано с задачей определения изменений магнитной структуры вблизи границы раздела при установлении сверхпроводимости в одном из её слоёв. В этой связи использование режима стоячих волн является актуальным в связи с возможностью сканирования плотностью нейтронов в окрестности границы раздела. Для исследований проблемы сосуществования ферромагнетизма и сверхпроводимости была выбрана наноструктура V(39 нм)/Fe(3 нм)/20×[V(3 нм)/Fe(3 нм)], в которой сверхпроводник V(39 нм) находился в контакте с ферромагнетиком Fe(3 нм). Здесь структура 20×[V(3нм)/ Fe(3нм)] играла роль генератора стоячих волн. Период стоячих волн в слое V(39 нм) составил 60 Å, а амплитуда стоячей волны изменялась по глубине в 6 раз.

На рис. 15 приведена зависимость отношения коэффициентов отражений для плюс и минус спиновых состояний нейтрона от величины переданного момента при температурах 3 и 7К и значениях напряжённости магнитного поля

200, 700, 1500 и 4500 Э. При $Q < 0.1 \text{ \AA}^{-1}$ видны осцилляции, определяемые толщиной всей периодической структуры, а вернее интерференцией двух крайних границ периодической структуры. При $Q = 0.1 \text{ \AA}^{-1}$ наблюдается брэгговский максимум отражения нейтронов от периодической структуры. Видно, что с увеличением поля амплитуда осцилляций и брэгговский максимум возрастают, что отражает факт подмагничивания структуры. При этом, при $H = 200$ и 700 Э практически нет разницы между кривыми, соответствующими 3 и 7 К. При $H = 1500$ и 4500 Э кривая для 3К проходит ниже кривой для 7К. Исключением здесь, однако, является брэгговский максимум. Это говорит о том, что на границе слоя железа с толстым слоем ванадия происходит образование доменной структуры.

На Рис. 16 приведена зависимость сечения диффузного рассеяния нейтронов от расстояния до границы раздела, полученная благодаря созданию режима стоячих нейтронных волн. Видно, что при температуре 3К происходит симметризация зависимости. При этом, все кривые при 3К подобны друг другу. Это также указывает на образование по обе стороны границы раздела доменов. Таким образом, впервые экспериментально наблюдалось, что переход толстого слоя ванадия в сверхпроводящее состояние приводит к образованию в окрестности границы раздела доменной структуры.

Возбуждение наноструктуры звуковой волной может явиться способом определения её характеристик по спектру колебаний вещества структуры в слоях и на границах раздела. Измерение величины переданного момента от звуковой волны нейтрону в слое структуры было выполнено с помощью резонаторной структуры. Структура возбуждалась продольным звуком со стороны подложки. Резонаторная структура с поглощающим слоем в фазосдвигающем слое имеет минимумы в зависимости коэффициента отражения от длины волны, соответствующие попаданию при данных длинах волн максимума стоячей волны на поглощающий слой. При возбуждении структуры звуком нейтрон получает от звуковой волны импульс. В результате, при прохождении нейтроном фазосдвигающего слоя его фаза изменяется, что приводит к изменению

коэффициента отражения. Поскольку момент звуковой волны достаточно малый (10^{-5} \AA^{-1}) по сравнению с перпендикулярной компонентой момента нейтрона (10^{-2} \AA^{-1}), нейтроны будут квазиупруго рассеиваться на звуковых колебаниях. И это будет проявляться в уменьшении коэффициента отражения нейтронов в его максимумах, и в увеличении – в минимумах. Полученные экспериментальные данные указывают на многоквантовый характер передачи момента.

В главе 5 рассматриваются перспективы использования режима стоячих нейтронных волн. Перспективы использования стоячих и усиленных стоячих нейтронных волн для применения их в исследованиях наноструктур связаны прежде всего с увеличением их пространственного разрешения. Это достигается использованием в качестве усиливающего и отражающего слоёв периодической структуры, отражающей нейтроны при брэгговском значении волнового вектора $k_B = \pi/d$, где d - толщина бислоя в ПС, превышающем критическое значение волнового вектора ($\sim 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$). На рис. 17 показано распределение плотности нейтронов в периодической структуре, обусловленное образованием стоячей волны. Видно, что контраст в стоячей волне (разница между максимальным и минимальными значениями плотности) падает в глубь структуры. При этом, максимальное значение плотности возрастает с увеличением толщины структуры, но не может быть больше четырёх.

Совсем другая ситуация реализуется в резонаторной структуре. На рис. 18 приведена зависимость плотности для резонаторной структуры $2500 \times [\text{Be}(15\text{\AA})/\text{Bi}(15\text{\AA})]/\text{Bi}(60\text{\AA})$ / $2500 \times [\text{Be}(15\text{\AA})/\text{Bi}(15\text{\AA})]$ в окрестности её центрального слоя $\text{Bi}(60\text{\AA})$. Видно, что в резонаторной структуре существует усиление не только в фазосдвигающем слое, но и в усиливающем и отражающем слоях. Суммарное усиление во всей структуре может в несколько раз превышать усиление в фазосдвигающем слое $\text{Bi}(60\text{\AA})$. Таким образом, такая резонаторная структура кроме повышения чувствительности и пространственного разрешения к объектам (поглощающий или магнитнонеколлинеарный слой), является более

чувствительной и к определению параметров шероховатостей на границах раздела самих периодических структур.

Режим усиленных стоячих нейтронных волн может найти применение для разработки монохроматоров, коллиматоров, поляризаторов (анализаторов поляризации) и источников пучков нейтронов с микронными линейными размерами. Предельные значения коллимации и монохроматизации определяется предельно достижимым фактором усиления плотности и формулируются как относительное отклонение порядка 10^{-5} для углов скольжения 1-3 мрад и длин волн нейтронов 1-5Å.

Принципиально иным и новым является использование резонаторных структур в спектрометрии нейтронов для измерения сверхмалых передач импульса. Это соответствует для конденсированного состояния области низкочастотных колебаний (1кГц - 1ГГц) и крупномасштабных неоднородностей (0.1 - 100мкм). Физическая особенность использования резонаторных структур состоит в том, что переданный импульс кодируется в разности фаз “+” и “-” амплитуд отражения нейтронов от магнитной структуры (нано-спин-прецессор (НСП), Рис. 19а,б), которая благодаря усилению имеет большую производную по перпендикулярной компоненте волнового вектора (Рис. 19в). С практической точки зрения НСП более компактны чем макроскопические спин-прецессоры и не требуют большой мощности для поддержания их в намагниченном состоянии. Исследования НСП, выполненных в виде структур Fe/Si/Cu, показали их пригодность для объявленных целей. Была получена крутизна, позволяющая их использовать в частотном диапазоне 10-100 КГц. По результатам этих исследований выполнено физическое обоснование спин-эхо спектрометра для реактора ИБР-2, позволяющего измерять спектры колебаний с волновыми векторами, направленными как вдоль, так и поперёк пучка нейтронов.

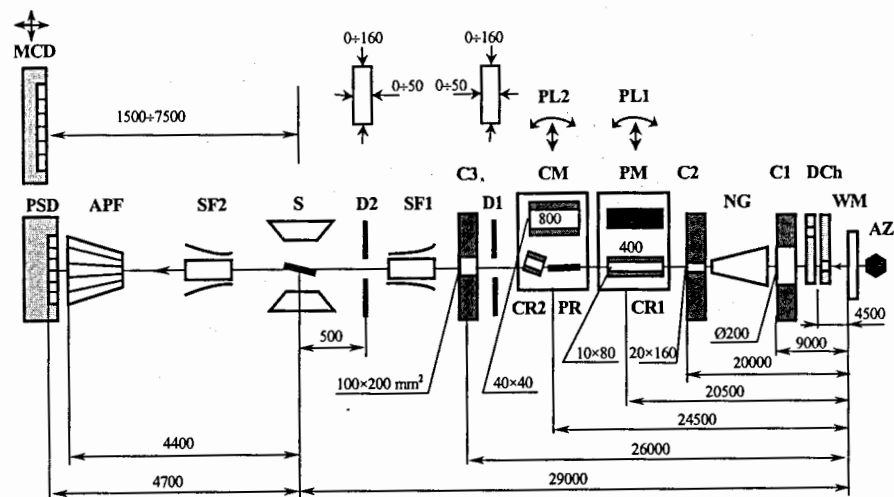


Рис. 1. Функциональная схема спектрометра PEMUP: AZ – активная зона реактора; WM – водяной замедлитель; DCh – двухдисковый прерыватель; C1, C2, C3 – коллиматоры; NG – конический нейтронный волновод; PL1, PL2 – управляемые платформы №1 и №2; CR1, CR2 – коллиматоры рефлектометрической моды; PR – поляризатор рефлектометрической моды; PM – поляризатор малоугловой моды; CM – коллиматор малоугловой моды; D1, D2 – управляемые диафрагмы; SF1, SF2 – спин-флипперы; S – образец; APF – сфокусированный анализатор; PSD – позиционно-чувствительный детектор; MCD – многосчётчиковый детектор малоугловой моды.

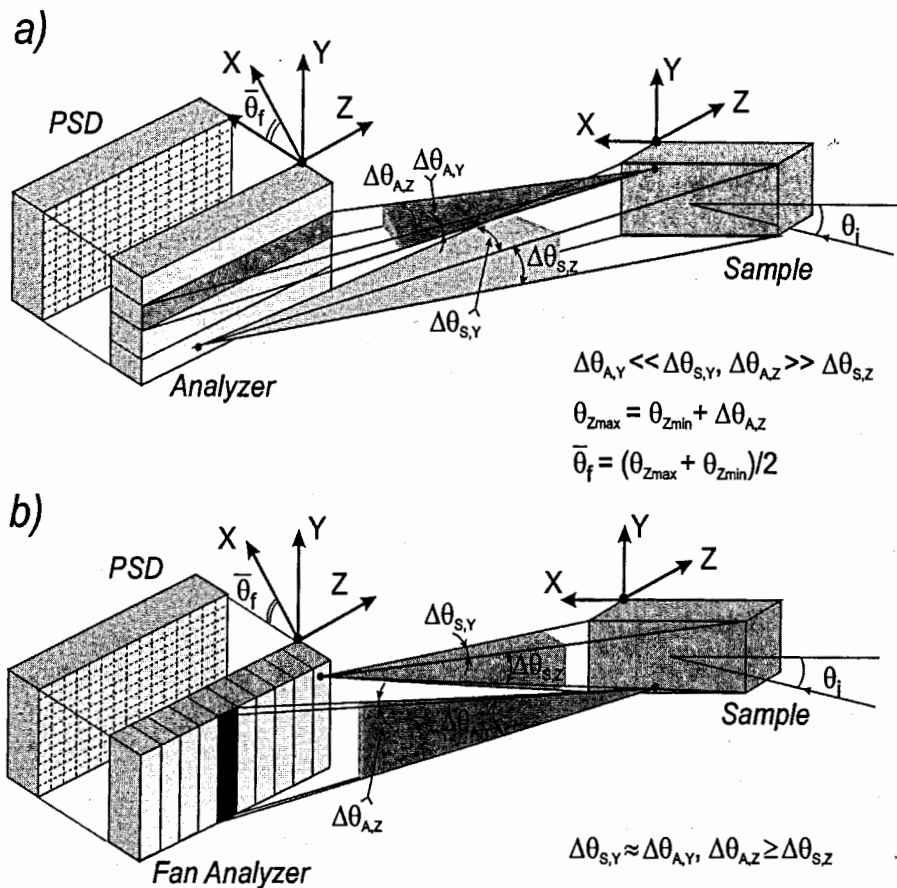


Рис. 2 а, б. Схема взаимного расположения образца, анализатора поляризации и детектора нейтронов: а) геометрия перпендикулярного расположения плоскости образца и зеркал анализатора поляризации; б) геометрия параллельного расположения.

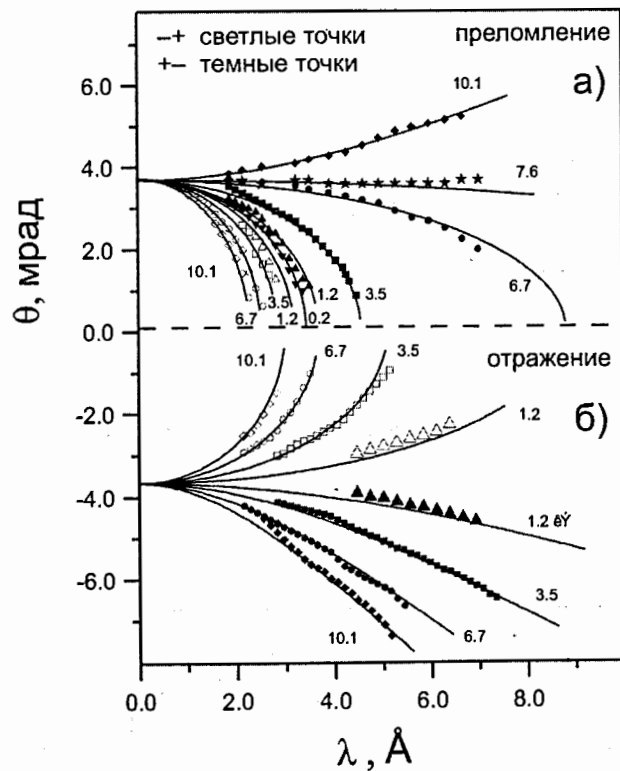


Рис. 3. Зависимость угла скольжения преломлённого и отражённого пучков от длины волны нейтронов для образца Co(70 нм)/стекло при различных значениях напряжённости магнитного поля в кЭ.

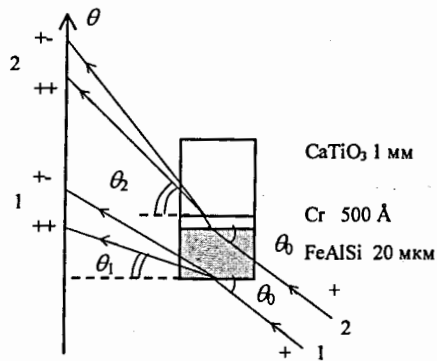


Рис. 4а. Схема эксперимента по преломлению нейтронов на одной границе раздела.

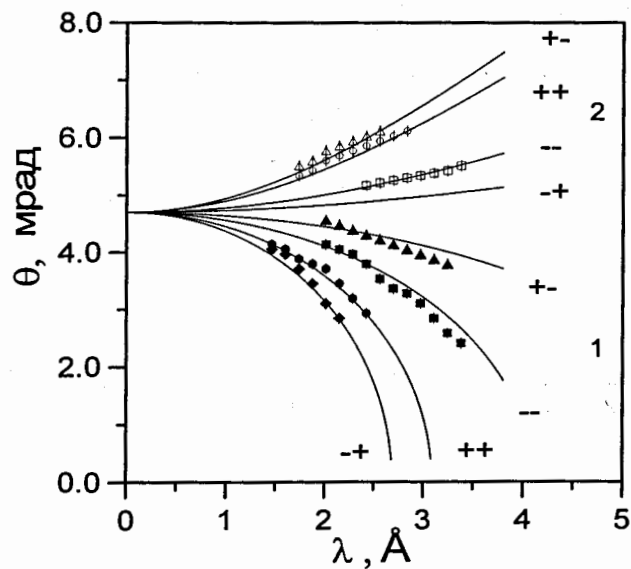


Рис. 4б. Угол скольжения преломлённых пучков в зависимости от длины волны нейтронов: 1 – преломление на первой границе; 2 – преломление на второй границе раздела.

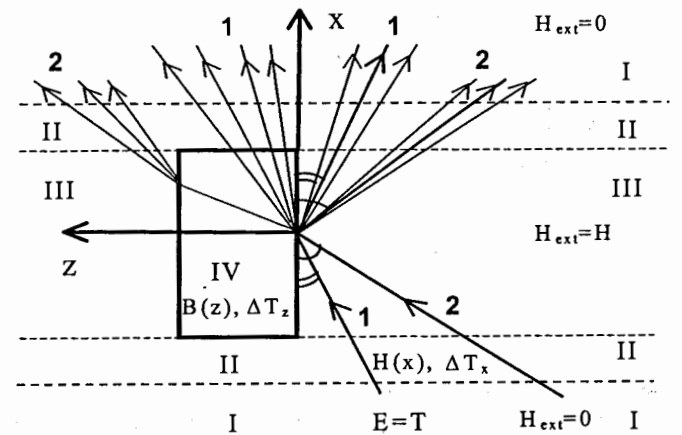


Рис. 5. Схема рефракто-рефлектометрического эксперимента с расщеплением пучков, вызванном спиновыми переходами в магнитном поле.

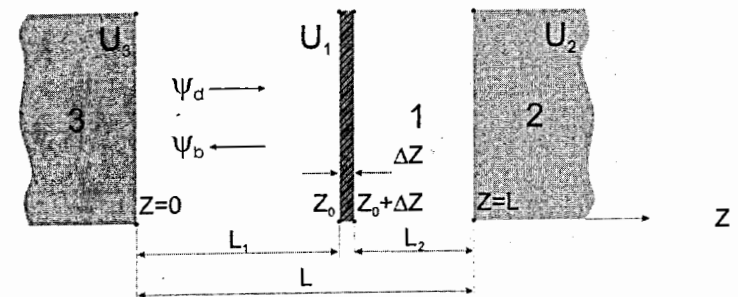


Рис. 6. Схема слоистой структуры: 1- фазосдвигающий слой, 2 – отражающий слой, 3 – усиливающий слой, ψ_d – волновая функция нейтрона в направлении вглубь структуры (в прямом направлении), ψ_b – волновая функция в обратном направлении.

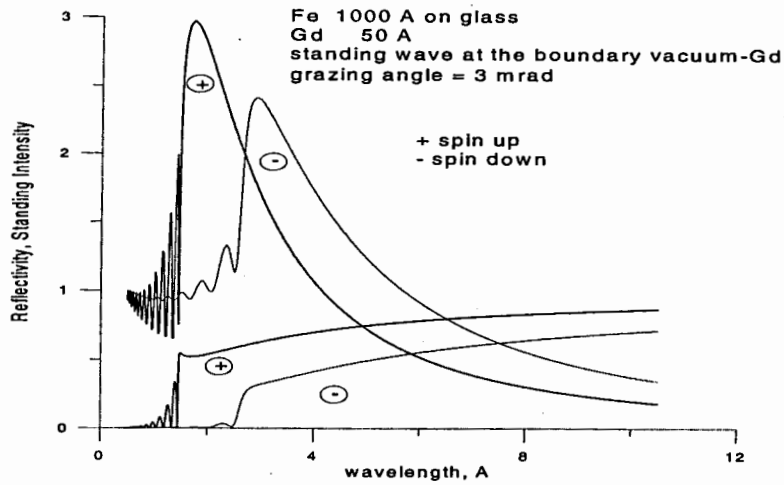


Рис. 7. Зависимости плотности нейтронов и коэффициента отражения нейтронов для структуры Gd(5 нм)/Fe(100 нм)/стекло от длины волны нейтронов при плюсовой и минусовой поляризациях

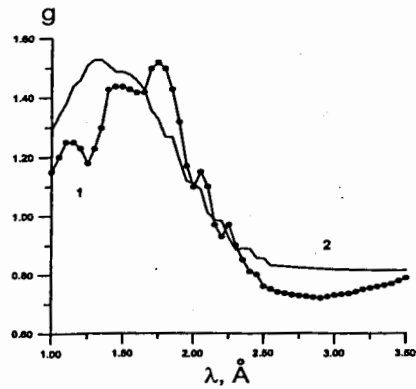


Рис. 8. Зависимость поляризационного отношения g счёта γ -квантов от длины волны нейтронов.

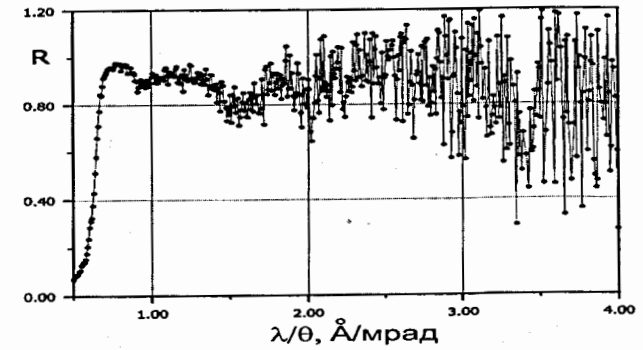


Рис. 9. Зависимость коэффициента отражения нейтронов $R(\lambda/\theta)$ для структуры Cu(30нм)/Ti(150нм)/Cu(100нм)/стекло.

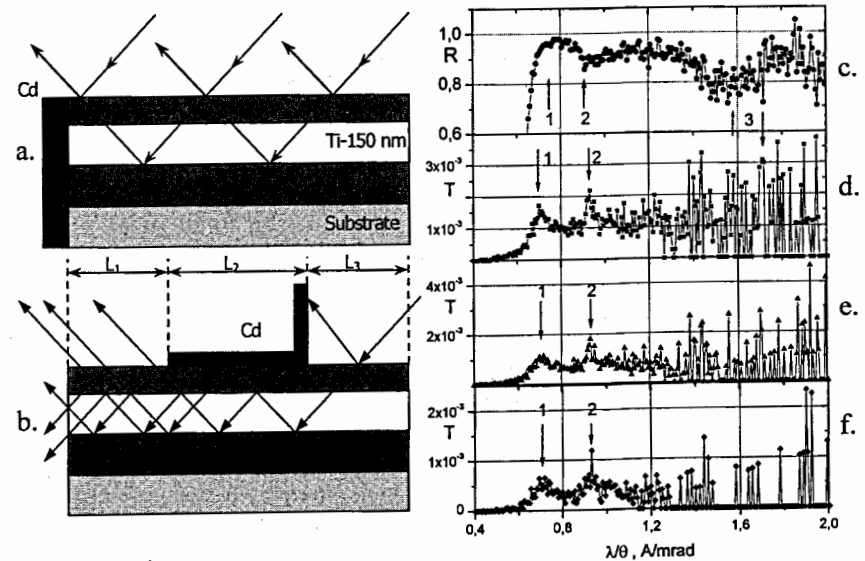


Рис. 10 (слева). Схема отражения нейтронов от резонаторной структуры: а. — без поглотителя нейтронов; б. — с поглотителем нейтронов (схема каналирования).
Рис. 11 (справа). Длинноволновая зависимость коэффициента отражения $R(\lambda/\theta)$ (с.) и выхода каналируемых нейтронов (d. e. f.) при различном усреднении по числу временных каналов: d — 4 канала; e — 2 канала; f — 1 канал.

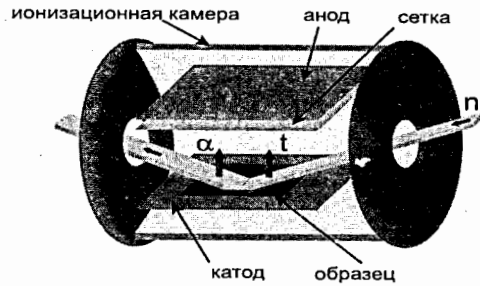


Рис. 12. Ионизационная камера с исследуемым образцом ${}^6\text{LiF}(20\text{нм})/\text{Ti}(200\text{нм})/\text{Cu}(100\text{нм})/\text{стекло}$, использовавшаяся для регистрации альфа-частиц и тритонов, испускаемых слоем ядер изотопа ${}^6\text{Li}$ после захвата отражаемых от структуры нейтронов.

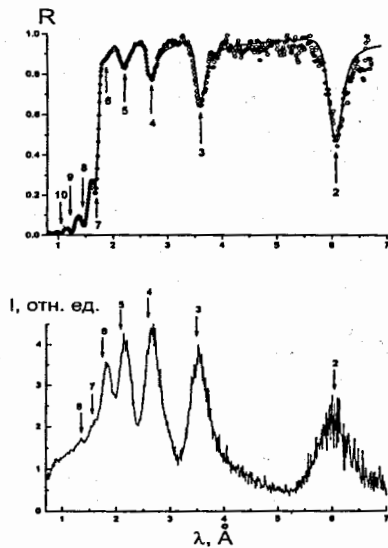


Рис. 13. Длинноволновые зависимости коэффициента отражения нейтронов R от структуры ${}^6\text{LiF}(20\text{нм})/\text{Ti}(200\text{нм})/\text{Cu}(100\text{нм})/\text{стекло}$ и выхода заряженных частиц I , вызванных захватом нейтронов ядрами изотопа ${}^6\text{Li}$.

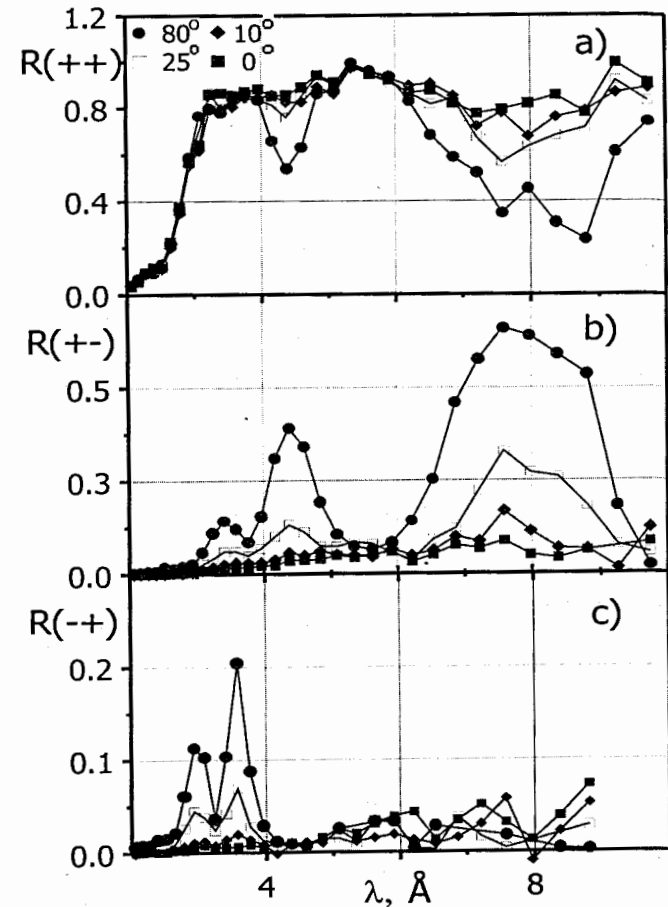


Рис. 14. Длинноволновая зависимость коэффициента отражения нейтронов от структуры $\text{Cu}(10\text{нм})/\text{Ti}(50\text{нм})/\text{Fe}(12\text{нм})/\text{Ti}(150\text{нм})/\text{Cu}(100\text{нм})/\text{стекло}(5\text{мм})$ при значении внешнего магнитного поля 4.5 кОе, направленном под углами $\beta = 0, 10, 25$ и 80 градусов к плоскости образца: а) R^{++} , б) R^{+-} и в) R^{-+} . Различным значениям β соответствуют определённые символы, как указано слева вверху на рис. а).

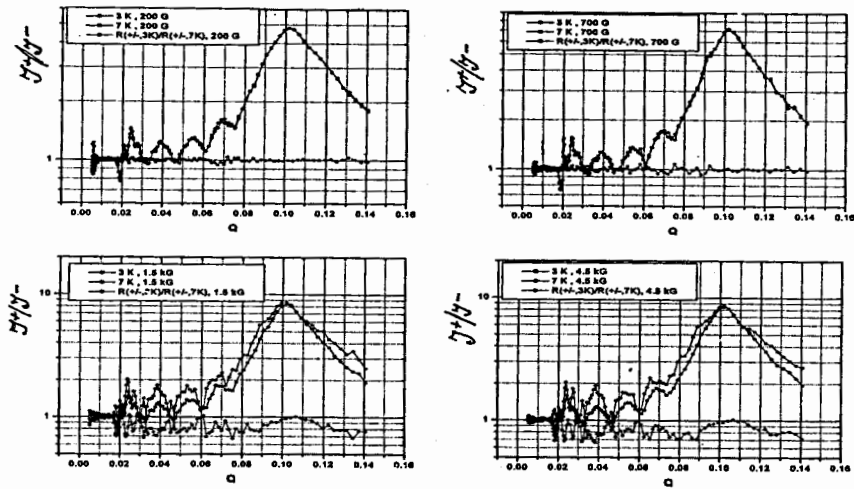


Рис. 15. Зависимость отношения интенсивностей отражения нейтронов с поляризацией по и против направления магнитного поля от переданного волнового вектора нейтронов для структуры $20 \times [\text{Fe}(3 \text{ нм})/\text{V}(3 \text{ нм})]\text{Fe}(3 \text{ нм})/\text{V}(38 \text{ нм})$ при температурах 3 и 7 К и значениях магнитного поля 200, 700, 1500 и 4500 Э.

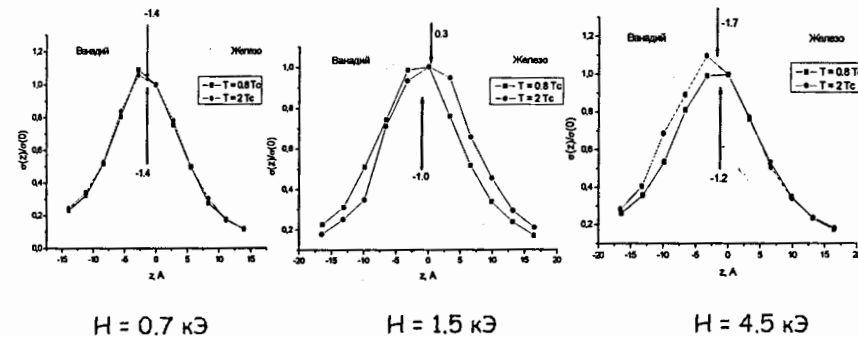


Рис. 16. Пространственная зависимость нормированного значения сечения диффузного рассеяния нейтронов. $Z = 0$ соответствует границе раздела Fe/V.

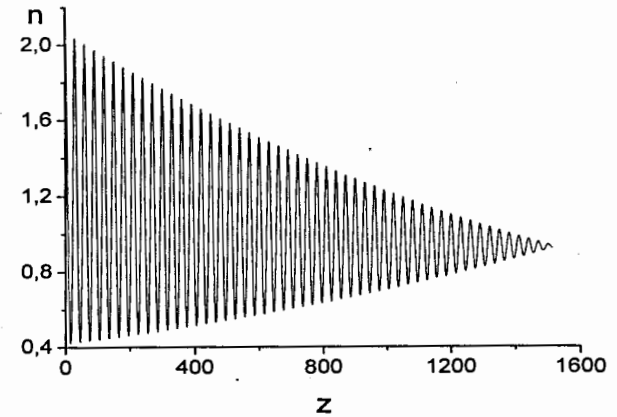


Рис. 17. Распределение плотности нейтронов в периодической структуре $50 \times [\text{Be}(1.5 \text{ нм})/\text{Bi}(1.5 \text{ нм})]$.

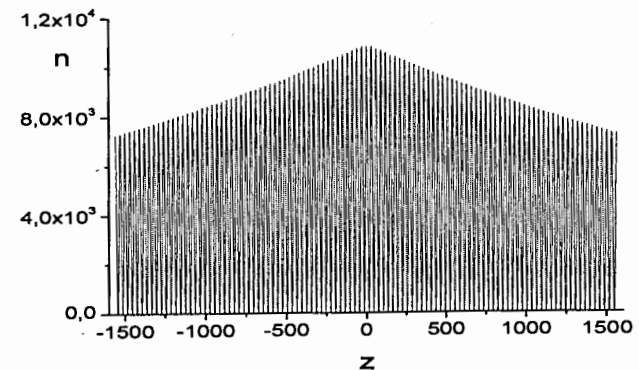


Рис. 18. Распределение плотности нейтронов в резонаторной структуре $2500 \times [\text{Be}(1.5 \text{ нм})/\text{Bi}(1.5 \text{ нм})]/\text{Bi}(6 \text{ нм})/2500 \times [\text{Be}(1.5 \text{ нм})/\text{Bi}(1.5 \text{ нм})]$.

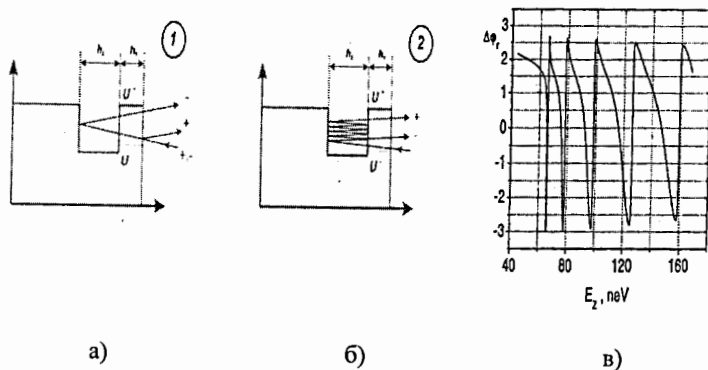


Рис. 19. Схема волнового резонатора (а, б) вне резонанса (а) и в резонансе (б) и зависимость разности фаз амплитуд отражения двух спиновых состояниях нейтрона (в) от части кинетической энергии, связанной с движением перпендикулярно границам раздела, для структуры Fe(20 нм)/Bi(200 нм)/Cu(3000 нм)/Si.

1. В.Л. Аксёнов, Ю.В. Никитенко. Исследования с поляризованными нейтронами. - Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 1997, т. 12, с. 5-12.
2. В.Л. Аксёнов, Ю.В. Никитенко, С.В. Кожевников, Ф. Раду, Р. Круйс, Т. Реквельдт. Генерация стоячей нейтронной волны при полном отражении поляризованных нейтронов. - Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2000, т. 8, с. 10-15.
3. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko, S.V. Kozhevnikov, F. Radu, R. Kruijs, M. Th. Rekveldt. Generation of neutron standing waves at total reflection of polarized neutrons. - Dubna, 1998. 10 p. (Препринт/Объед. ин-т ядерн. исслед.: D3-98-369).
4. В.Л. Аксёнов, Н.А. Гундорин, Ю.В. Никитенко, Ю.П. Попов, Л. Чер. Наблюдение стоячих нейтронных волн при полном отражении нейтронов методом прецизионной гамма-спектроскопии. - Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2000, т. 6, с. 7-10.
5. V.L. Aksenov, V.K. Ignatovich, Yu.V. Nikitenko, Neutron Standing Waves in Layered Systems. - Crystallography Reports, 2006, V. 51(5), p. 734-753.
6. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko. Neutron standing waves investigations with polarized neutrons. - Physica B, 1999, v. 267-268, p. 313-319.
7. H. Fredrikze, Th. Rekveldt, Ad van Well, Yu. Nikitenko, V. Syromyatnikov. - Non-specular spin-flipped neutron reflectivity from a cobalt film on glass. - Physica B, 1998, v. 248, p. 157-162.
8. R.W.E. van de Kruijs, H. Fredrikze, M.Th. Rekveldt, A.A. van Well, Yu.V. Nikitenko, V.G. Syromyatnikov. - Polarization analysis of neutron reflectometry on non-collinear magnetic media: polarized neutron reflectometry experiments on a thin cobalt film. - Physica B, 2000, v. 283, p. 189-193.

9. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko, F. Radu, Yu.M. Gledenov, P.V. Sedyshev. Observation of resonance enhanced neutron standing waves through (n, α) reaction. - *Physica B*, 2000, v. 276-278, p. 946-947.
10. V.L. Aksenov, L. Cser, N.A. Gundorin, Yu.V. Nikitenko, Yu.P. Popov. Observation of neutron standing waves at total reflection of polarized neutrons by precision gamma-spectroscopy. - *Physica B*, 2000, v. 276-278, p. 809-810.
11. B. Kalska, L. Haggstrom, B. Lindgren, P. Blomquist, R. Wappling, M.A. Andreeva, Yu.V. Nikitenko, V.V. Proglyado, V.L. Aksenov, V.G. Semenov, A.I. Chumakov, O. Leupold and R. Ruffer. Magnetic Properties of Monocrystal $^{57}\text{Fe}/\text{V}$ Multilayers Investigated by CEMS, Nuclear Resonance Reflectivity in the Time Domain and Polarized Neutron Scattering. - *Hyperfine Interactions*, 2001, v. 136/137, p. 295-300.
12. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko. Neutron interference at grazing incidence reflection. Neutron standing waves in multilayered structures: applications, status, perspectives. - *Physica B*, 2001, v. 297, p. 101-112.
13. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko, V.V. Proglyado, M.A. Andreeva, B. Kalska, L. Haggstrom, R. Wappling. Polarized neutron reflectometry studies of depth magnetization distribution in Fe/V layered structure. - *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2003, v. 258-259, p. 332-334.
14. V.L. Aksenov, K.N. Jernikov, Yu.N. Khaidukov, Yu.V. Nikitenko, A.V. Petrenko, V.V. Proglyado, G. Andersson, R. Wappling. Interplay between superconductivity and ferromagnetism in Fe/V multilayered structure studied by polarized neutron reflectometry. - *Physica B*, 2005, v. 356, p. 9-13.
15. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko, F. Radu, Yu.M. Gledenov, P.V. Sedyshev, A.V. Petrenko, S.V. Kozhevnikov. Observation of resonance enhanced neutron standing waves using charged particle emission after neutron capture. – Дубна, 1998. – 6 с. (Сообщения/ Объед. ин-т ядерн. исслед.: Е3-98-383).
16. V.L. Aksenov, V.V. Lauter-Pasyuk, H. Lauter, Yu.V. Nikitenko, A.V. Petrenko. Polarized neutrons at pulsed sources in Dubna. – *Physica B*, 2003, V. 335, p. 147 - 152.

17. В.Л. Аксёнов, Ю.В. Никитенко, В.В. Проглядо, Ю.Н. Хайдуков, В. Гаврилов, Э.Райтман, Л.Боттян, Д.Надь. Исследование влияния ультразвуковой упругой волны на магнитное упорядочение в слоистой структуре $20x[\text{Fe}(1.99\text{нм})/\text{Cr}(1.2\text{нм})/\text{MgO}]$. - Дубна, 2007. – 25 с. (Препринт/ Объед. ин-т ядерн. исслед.: P14-2007-109).
18. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko, S.V. Kozhevnikov. - Spin-flipped transmission of polarized neutrons through Co film on glass. - *Physica B*, 2000, v. 276-278, p. 956-957.
19. В.Л. Аксёнов, Ю.В. Никитенко, Нейтронная поляризационная рефлектометрия на импульсном реакторе ИБР-2 . *Кристаллография*, 2007, т. 3, с. 564-572.
20. 37. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko. Polarized neutron reflectometry at IBR-2. - *Neutron News*, 2005, v. 16 (3), p. 19 - 23.
21. V.L. Aksenov, S.V. Kozhevnikov, Yu.V. Nikitenko, H. Lauter. Reflection and refraction of spin-flip neutrons in Fe-Gd structure. - *Physica B*, 2000, v. 276-278, p. 179-180.
22. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko, V.V. Proglyado, E.A. Raitman, V.N. Gavrilov, Neutron reflection from an ultrasonically excited layered structures. – Дубна, 2001. – 14 с. (Препринт/ Объед. ин-т ядерн. исслед.: Е3-2001-224).
23. V.L. Aksenov, V.N. Gavrilov, Yu. V. Nikitenko, V.V. Proglyado, E.A. Raitman. Neutron reflection from an ultrasonically excited nanostructures. - *Latvian Journal of Physics and Technical Sciences*, 2004, v. 3, p. 55-61.
24. V.L. Aksenov, H. Fritzsche, V.N. Gavrilov, Yu. V. Nikitenko, V.V. Proglyado, E.A. Raitman. Neutron reflection by ultrasonically excited glass surface. - *Latvian Journal of Physics and Technical Sciences*, 2004, v. 6, p. 3-11.
25. V.L. Aksenov, E.B. Dokukin, S.V. Kozhevnikov, Yu. V. Nikitenko, A.V. Petrenko, J. Schreiber. - Refraction of polarized neutrons in a magnetically non-collinear layer, *Proceedings of the International Workshop "Polarized Neutrons for Condensed Matter Investigations"*, 18-20 June 1996, Dubna, E3-96-507, p. 36-57.
26. V.L. Aksenov, E.B. Dokukin, S.V. Kozhevnikov, Yu.V. Nikitenko, A.V. Petrenko, J. Schreiber. Refraction of polarized neutrons in a magnetically non-collinear layer. - *Physica B*, 1997, v. 234-236, p. 513-515.

27. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko, S.V. Kozhevnikov. Refraction of polarized neutrons on boundaries of a magnetic film. - *Physica B*, 2000, v. 276-278, p. 958-959.

28. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko, S.V. Kozhevnikov, Spin-flip spatial neutron beam-splitting in magnetic media, - *Physica B*, 2001, v. 297, p. 94-100.

29. Yu.V. Nikitenko, New development of a small-angle neutron scattering instrument for a pulsed neutron source. – Дубна, 1994. – 6 с. (Препринт/Объед. ин-т ядерн. исслед.: E13-94-283).

30. V.L. Aksenov, Yu. V. Nikitenko. Time collimation for elastic neutron scattering at a pulsed source. – Дубна, 1996. – 10 с. (Препринт/Объед. ин-т ядерн. исслед.: E13-96-149).

31. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko, S.V. Kozhevnikov. Polarization analysis with spatial neutron beam-splitting. Annual Report FLNP, 2001, p. 142-145; Proceedings of JINR-Romanian Workshop “Advanced materials and their characterization”, Dubna, Russia, March 18-22, 2002.

32. Yu.V. Nikitenko. A wide-spectrum neutron polarizer for a pulsed neutron source. – Дубна, 1994. – 4 р. (Препринт/Объед. ин-т ядерн. исслед.: E13-94-284).

33. Yu.V. Nikitenko, Yu.M. Ostanevich. Proposal of a wide-band mirror polarizer of slow neutrons at a pulsed neutron source. - *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1993, v. 325, p. 485-488; Материалы международного семинара по структурным исследованиям на импульсных источниках нейтронов, Дубна, 1-4 сентября 1992г, с. 246-253.

34. E.B. Dokukin, Yu.V. Nikitenko. On variants of the neutron adiabatic spin flipper. - *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1993, v. 330, p. 462-464.

35. Yu.V. Nikitenko. Possibilities of creating a wide-spectrum neutron polarizer for pulsed neutron sources. - *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1994, v. 337, p. 441-444.

36. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko. Layered nanostructures as elements of the neutron spin-echo spectrometer. - Proceedings of the ILL Millenium Symposium, 6-7 April 2001, Grenoble, France. Printing: Imprimerie des Deux-Ponts, July 2001, p. 323-325.

37. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko. Layered structures as elements of the neutron spin-echo reflectometer. - *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 2002, v. 187, p. 560-565.

38. V.L. Aksenov, E.B. Dokukin, S.V. Kozhevnikov, Yu.V. Nikitenko. Spin-precessor intended for microstructure investigations at ultrasmall-angle neutron spectrometer. - *Physica B*, 2004, v. 345, p. 254-257.

39. V.L. Aksenov, V.I. Bodnarchuk, S.V. Kozhevnikov, Yu.V. Nikitenko. Three-layered Fe/Si/Cu structure as a neutron spin-precessor for low-frequency spectrometry of thin layers and surfaces. - *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2004, v. 272-276, p. 845-847.

40. Yu.V. Nikitenko, V.A. Ulyanov, V.M. Pusenkov, S.V. Kozhevnikov, K.N. Jernenkov, N.K. Pleshanov, B.G. Peskov, A.V. Petrenko, V.V. Proglyado, V.G. Syromyatnikov, A.F. Schebetov. Fan analyzer of neutron beam polarization on REMUR spectrometer IBR-2 pulsed reactor. - *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2006, v. 564, p. 395-399.

41. В.Л. Аксёнов, К.Н. Жерненко, С.В. Кожевников, Х. Лаутер, В. Лаутер-Пасюк, Ю.В. Никитенко, А.В. Петренко. Спектрометр поляризованных нейтронов РЕМУР на импульсном реакторе ИБР-2.– Дубна, 2004. – 34 с. (Сообщения/Объед. ин-т ядерн. исслед.: Д13-2004-47).

42. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko, A.A. Osipov. Neutron Nano-Spin-Echo Spectrometer Based on Magnetic Nanostructures. - *Crystallography Reports*, 2007, v. 52, No. 5, p. 901-905.

43. О.В. Фатеев, Г.А. Черёмухина, С.П. Черненко, Ю.В. Заневский, Н. Лаутер, V.V. Lauter, С.В. Кожевников, Ю.В. Никитенко, А.В. Петренко. Позиционно-чувствительный детектор для спектрометра поляризованных нейтронов. – Приборы и техника эксперимента, 2001, № 2, с. 5 – 12.

44. V.L. Aksenov, S.V. Kozhevnikov, Yu.V. Nikitenko. Neutron scales. – Дубна, 1998. – 4 с. (Сообщения/Объед. ин-т ядерн. исслед.: E 14-98-373).

Получено 25 декабря 2008 г.