

На правах рукописи

Татарский Дмитрий Аркадьевич

**Рассеяние тепловых нейтронов
некомпланарными магнитными
системами**

01.04.07 — физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Нижний Новгород — 2018

Работа выполнена в Институте физики микроструктур РАН – филиале Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», г. Нижний Новгород.

Научный руководитель: **Фраерман Андрей Александрович**,
доктор физико-математических наук,
заведующий отделом магнитных
наноструктур ИФМ РАН

Официальные оппоненты: **Кравцов Евгений Алексеевич**,
доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник
лаборатории квантовой наноспинтроники
Института физики металлов им. М.Н. Михеева
Уральского отделения РАН

Боднарчук Виктор Иванович,
кандидат физико-математических наук,
заместитель начальника
отдела комплекса спектрометров
Лаборатории нейтронной физики им. И.М. Франка
Объединённого института ядерных исследований

Ведущая организация: Институт физических проблем
им. П.Л. Капицы Российской Академии Наук

Защита состоится «24» января 2019 г. в 14⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета Д 002.069.03 при Федеральном исследовательском центре «Институт прикладной физики Российской академии наук» по адресу: 603087, Нижегородская обл., Кстовский р-н, д. Афонино, ул. Академическая, д.7, ауд. 237.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики микроструктур РАН и на сайте.

http://ipmras.ru/UserFiles/Diss/TatarskiyDA/theses_Tatarskiy.pdf

Автореферат разослан « » ноября 2018 года.

Учёный секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук, профессор РАН

Водолазов Д.Ю.

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

Изучение особенностей движения частиц со спином $1/2$ в неоднородном магнитном поле, являясь традиционной областью физики, продолжает привлекать к себе внимание исследователей. По-прежнему актуальной является задача определения распределения магнитного момента в веществе по рассеянию нейтронов. Как известно [1], взаимодействие нейтронов с веществом описывается уравнением Шрёдингера с паулиевским слагаемым. Аналогичным уравнением описывается движение электронов проводимости в ферромагнетиках в рамках s - d модели [2]. Таким образом, основные закономерности движения нейтронов в веществах с неоднородным распределением магнитной индукции и электронов в проводящих ферромагнетиках с неоднородным распределением намагниченности могут быть рассмотрены с общих позиций, что представляет большой интерес не только для нейтронографии магнетиков, но и для спинтроники [3].

Степень разработанности темы исследования

Движение тепловых нейтронов хорошо исследовано в компланарных магнитных системах. Коллинеарные системы широко применяются в нейтронной оптике для поляризации нейтронов. В неколлинеарных, но компланарных системах наблюдается эффект незеркального отражения нейтронов, известный как зеэмановское пространственное расщепление [4, 5]. Некомпланарные магнитные системы (кристаллы типа силицида марганца), как правило, исследуются с помощью малоуглового рассеяния нейтронов [6]. Таким образом, методы исследования магнитных материалов с помощью тепловых нейтронов на данный момент развиты очень хорошо. Однако, особенности рассеяния нейтронов, обусловленные именно некомпланарностью распределения магнитного поля исследовались недостаточно. К экспериментальным работам, посвящённым данной тематике, следует отнести работы по рассеянию нейтронов на тройных спиновых флуктуациях в ферромагнетиках при температурах выше точки Кюри [6].

В свою очередь, транспорт электронов в ферромагнетиках с некомпланарными распределением намагниченности также исследовался, преимущественно, теоретически. К экспериментальным результатам в этой области надо отнести работы по наблюдению топологического эффекта Холла [7].

Цель и задачи работы

Целью данной диссертационной работы является исследование особенности транспорта частиц со спином $1/2$ в системах с некомпланарным распределением магнитного поля на примере упругого рассеяния неполяризованных тепловых нейтронов. Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. Определение необходимых условий невзаимности упругого рассеяния неполяризованных тепловых нейтронов;

2. Теоретические расчёты невязимных эффектов упругого рассеяния тепловых нейтронов некомпланарными магнитными системами, включая: получение выражения для невязимной части рассеяния в рамках теории возмущений, систему трёх магнитных зеркал, геликоидальную магнитную структуру;
3. Проведение эксперимента по измерению невязимности при прохождении неполяризованных нейтронов через систему двух магнитных зеркал, находящихся во внешнем поле.

Научная новизна

1. Впервые показано, что в общем случае рассеяние неполяризованных нейтронов невязимно при рассеянии на некомпланарных магнитных системах;
2. Рассчитано упругое рассеяние нейтронов в системах с неоднородным магнитным полем по теории возмущений за рамками борновского приближения;
3. Точно рассчитан коэффициент прохождения нейтронов через систему трёх магнитных зеркал и рассеяние неполяризованных нейтронов на кристалле с геликоидальным распределением намагниченности;
4. Впервые экспериментально показано, что прохождение тепловых нейтронов через некомпланарную систему магнитных зеркал невязимно. Смена источника и детектора частиц приводит к изменению коэффициента прохождения в 7 раз.

Теоретическая и практическая значимость

Теоретическая значимость работы заключается в том, что впервые определены необходимые условия наблюдения невязимного рассеяния неполяризованных нейтронов системами с неоднородным распределением магнитной индукции. Исходя из аналогии описания движения тепловых нейтронов в магнитных полях и электронов проводимости в ферромагнетиках, данное утверждение может быть обобщено на транспорт электронов в ферромагнитных структурах с неоднородным распределением намагниченности.

Проведённый эксперимент доказывает, что движение частиц со спином $1/2$ невязимно в системах с некомпланарным распределением намагниченности. Таким образом, данный эксперимент может положить начало серии экспериментов по исследованию рассеянию нейтронов и транспорту электронов в других системах с некомпланарным распределением магнитного поля, например, кристаллах типа силицида марганца или решётках ферромагнитных наночастиц.

Методология и методы исследования

Для решения поставленных задач были применены следующие теоретические и экспериментальные методики:

- Оптическое приближение при взаимодействии нейтронов с твёрдым телом и магнитным полем;
- Теория возмущений и борновское приближение;
- Динамическое приближение при дифракции в геликоидальной структуре;
- Рефлектометрия тепловых нейтронов на импульсном источнике (ИБР-2М).

Основные положения, выносимые на защиту

1. Определены необходимые условия наблюдения невзаимности рассеяния неполяризованных нейтронов в неоднородных магнитных полях;
2. Рассчитана невзаимность рассеяния нейтронов по теории возмущений за рамками борновского приближения;
3. Предложены и точно рассчитаны магнитные системы, которые представляют собой три магнитных зеркала и кристалл с распределением намагниченности типа конической спирали;
4. Проведен эксперимент по прохождению неполяризованных нейтронов через систему двух магнитных зеркал во внешнем поле, доказывающий, что упругое рассеяние тепловых нейтронов на некомпланарных магнитных системах невзаимно.

Личный вклад автора

1. Доказательство необходимых условий для наблюдения невзаимного рассеяния нейтронов в системах с неоднородным распределением магнитного поля;
2. Расчёт невзаимных эффектов по теории возмущений за рамками борновского приближения (многократное рассеяние);
3. Точный расчёт системы трёх зеркал;
4. Точный расчёт дифракции на геликоидальной структуре;
5. Участие в эксперименте по прохождению нейтронов на системе двух зеркал во внешнем поле. Обработка экспериментальных данных.

Степень достоверности и апробация результатов

Результаты работы опубликованы в отечественных журналах: Журнал экспериментальной и теоретической физики [А1], Физика твёрдого тела [А2, А6], Письма в ЖЭТФ [А3], Поверхность [А4] и Успехи физических наук [А5].

Также результаты докладывались на следующих международных конференциях: XII-XX международные симпозиумы «Нанофизика и наноэлектроника» 2009-2016 (Н.Новгород), International Conference for Neutron Scattering 2013 (Edinburgh), XXV Российская конференция по электронной микроскопии, 2014 (Черноголовка), International Conference «Condensed matter research at the IBR-2M» 2014 (Dubna), International Symposium Spin Waves 2015 (St. Petersburg), International Workshop «Dzyaloshinskii-Moriya interaction» 2017 (St. Petersburg).

Кроме того, по результатам данной работы были проведены семинары в следующих организациях: Институт физики микроструктур РАН, Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Объединённый Институт Ядерных Исследований, Петербургский институт ядерных исследований им. Б.П. Константинова.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность выбранной темы, раскрывается новизна и значимость работы, приводятся положения, выносимые на защиту и план диссертации.

В **главе 1** дан обзор литературы по рассеянию нейтронов, транспортным свойствам ферромагнетиков и получению неоднородных распределений магнитного поля.

В **разделе 1.1** рассматриваются достижения современной магнитной нейтронографии. Широкое применение в экспериментальных установках находят многослойные ферромагнитные плёнки, которые выступают в качестве поляризаторов нейтронов и являются примером коллинеарной магнитной системы.

При рассеянии на системе с неколлинеарным распределением магнитного поля, процессы с переворотом спина разрешены. Такое рассеяние исследовано как теоретически [4], так и экспериментально [5]. В данных работах исследовалось пространственное зеемановское расщепление пучка нейтронов при отражении от неколлинеарной компланарной системы.

Исследовались и некопланарные магнитные системы. Например, известно, что в ряде ферромагнитных кристаллов реализуются конические магнитные спирали [6]. Но в большинстве и теоретических, и экспериментальных работ не уделяется достаточно внимания особенностям рассеяния нейтронов, которые обусловлены наличием некопланарного магнитного поля. К одной из первых работ, посвящённых исследованию таких особенностей рассеяния нейтронов следует отнести задачу неупругого рассеяния нейтронов на ненулевых тройных спиновых корреляциях выше точки Кюри ферромагнетика [6].

В силу известного сходства в описании нейтронов и электронов проводимости (s-d модель) особенности движения тепловых нейтронов в магнитных полях имеют свои аналоги и для электронов в ферромагнетиках. Краткий обзор литературы по электронному транспорту в ферромагнетиках дан в **разделе 1.2**. Особенности транспорта в некопланарных системах исследованы в основном теоретически [8]. К одному из экспериментальных результатов можно отнести наблюдение топологического спинового эффекта Холла в A-фазе кристалла силицида марганца [7].

Раздел 1.3 посвящён вопросу создания неоднородных распределений магнитного поля. Во многих кристаллах редкоземельных металлов реализу-

ются сложные, неоднородные распределения намагниченности, например, в гольмии реализуются как плоская, так и коническая спирали. Также магнитные спирали и решётки скирмионов реализуются в кристаллах соединений d-металлов (Mn, Fe, Ni и др.) с полупроводниками (Si, Ge) [6]. Ещё один способ получения неоднородных распределений намагниченности заключается в получении искусственных наноструктурированных материалов. Так, одним из основных состояний в цилиндрических ферромагнитных частицах является распределение намагниченности типа магнитного вихря [9]. Наконец, ещё один способ получения неоднородного распределения – комбинация ферромагнитных плёнок с различной коэрцитивностью.

Таким образом, с одной стороны, накоплен большой опыт по проведению экспериментов по рассеянию тепловых нейтронов в магнитных системах. С другой стороны, хорошо разработаны методы получения неоднородных распределений магнитного поля. При этом вопросы теоретического и экспериментального исследования не взаимности рассеяния тепловых нейтронов на некомпланарных системах в основном рассмотрены недостаточно.

В главе 2 теоретически исследованы необходимые условия для наблюдения не взаимного рассеяния неполяризованных нейтронов магнитными системами с неоднородным распределением магнитной индукции и решено несколько задач рассеяния.

В настоящей диссертации рассматривается дифференциальное сечение рассеяния неполяризованных нейтронов. Для его вычисления всегда необходимо производить суммирование амплитуд рассеяния по всем ортогональным начальным спиновым состояниям нейтронов.

Для упругого рассеяния справедлива теорема взаимности [10]. Она является следствием симметрии физических процессов рассеяния по отношению к обращению времени. В случае рассеяния неполяризованных нейтронов её суть заключается в том, что интенсивность рассеяния не изменяется при обращении направления движения частиц. При наличии в рассеивателе магнитного поля, также необходимо изменять его направление на противоположное. В таком понимании любой процесс рассеяния всегда является взаимным. Однако, часто при «обращении» времени изменяют только направление движения частиц, не меняя направления поля. В этом случае интенсивность рассеяния может остаться такой же и система будет взаимной, либо же интенсивность изменится и тогда говорят, что такое рассеяние является не взаимным. Далее не взаимность понимается в данной работе именно в таком смысле.

В разделе 2.1 определены необходимые условия для наблюдения не взаимного рассеяния неполяризованных тепловых нейтронов. Рассмотрим уравнение Шрёдингера для тепловых нейтронов

$$\left(\frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}_0(\vec{r}) + \mu \left(\hat{\vec{\sigma}} \cdot \vec{B}(\vec{r}) \right) \right) \hat{\psi} = E\hat{\psi}, \quad (1)$$

где $\hat{V}_0(\vec{r})$ – пространственное распределение скалярного ядерного потенциала, m и μ – масса и магнитный момент нейтрона, $\hat{\vec{\sigma}}$ – вектор-столбец матриц Паули, $\vec{B}(\vec{r})$ – вектор магнитной индукции и $\hat{\psi} = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$ – двухкомпонентный спинор. В задачах рассеяния используется следующее асимптотическое

представление волновой функции [10]

$$\hat{\psi} \approx \left(e^{i\vec{k}_0\vec{r}} + \hat{f}(\vec{k}_0, \vec{k}', \vec{B}) \frac{e^{i\vec{k}'\vec{r}}}{r} \right) \hat{\psi}_0, \quad (2)$$

где \vec{k}_0, \vec{k}' – начальное и конечное волновые числа нейтрона, $\hat{\psi}_0$ – начальная спиновая поляризация нейтрона. Дифференциальное сечение рассеяния вычисляется из (2) следующим образом

$$\frac{\partial \sigma(\vec{k}_0, \vec{k}')}{\partial \Omega} = Tr[\hat{\rho} \hat{f}^\dagger \hat{f}], \quad (3)$$

где Tr – обозначает сумму диагональных компонент матрицы и $\hat{\rho}$ – поляризационная матрица плотности нейтронов. В случае неполяризованных нейтронов она пропорциональна единичной матрице и выражение (3) сводится к суммированию по всем начальным и конечным спиновым состояниям [10].

Введём оператор $\hat{R}_{\vec{n}, \alpha}$, который осуществляет поворот трёхмерного вектора вокруг оси \vec{n} на угол α . Заменяем в уравнении Шрёдингера магнитное поле \vec{B} на магнитное поле, которое повернуто в каждой точке пространства вокруг фиксированной оси на фиксированный угол $\vec{B}' = \hat{R}_{\vec{n}, \alpha} \vec{B}$. В диссертации показано, что дифференциальное сечение упругого рассеяния неполяризованных нейтронов не меняется при таком когерентном повороте вектора магнитной индукции в каждой точке пространства

$$\frac{\partial \sigma(\vec{k}_0, \vec{k}', \vec{B})}{\partial \Omega} = \frac{\partial \sigma(\vec{k}_0, \vec{k}', \hat{R}_{\vec{n}, \alpha} \vec{B})}{\partial \Omega}. \quad (4)$$

С другой стороны, из теоремы взаимности [10] следует, что дифференциальное сечение рассеяния не меняется при одновременном изменении направления рассеяния частиц и знака магнитного поля в каждой точке пространства

$$\frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})}{\partial \Omega} = \frac{\partial \sigma(-\vec{k}', -\vec{k}, -\vec{B})}{\partial \Omega}. \quad (5)$$

Применим утверждения (4) и (5) для трёх случаев пространственного распределения вектора магнитной индукции. Так, в коллинеарном и компланарном случае система координат всегда может быть выбрана так, что магнитное поле будет иметь лишь одну (коллинеарное) или две ненулевых проекции (компланарное). При этом всегда существует такая операция поворота, которая эквивалентна изменению направления магнитного поля на противоположное $-\vec{B} = \hat{R}_{\vec{n}, \pi} \vec{B}$. Из (4) и (5) получаем, что для дифференциального сечения рассеяния неполяризованных нейтронов на компланарных системах справедливы следующие соотношения

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})}{\partial \Omega} &= \frac{\partial \sigma(-\vec{k}', -\vec{k}, \vec{B})}{\partial \Omega}, \\ \frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})}{\partial \Omega} &= \frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', -\vec{B})}{\partial \Omega}. \end{aligned} \quad (6)$$

Отсюда следует, что рассеяние неполяризованных нейтронов на системах с коллинеарным или компланарным распределением магнитной индукции всегда взаимно. В случае некомпланарного распределения магнитного поля нельзя найти такую ось поворота, чтобы магнитное поле изменило знак на противоположный в каждой точке пространства. Следовательно, необходимым условием наблюдения невзаимности рассеяния является некомпланарность распределения магнитного поля.

В разделе 2.2 приведена методика расчёта рассеяния нейтронов по теории возмущений за рамками борновского приближения. Следующий за борновским приближением порядок теории возмущений даёт кубическое по магнитному полю слагаемое в дифференциальном сечении рассеяния

$$\frac{\partial \sigma(\vec{k}_0, \vec{k}', \vec{B}(\vec{r}))^{(3)}}{\partial \Omega} = i \left(\frac{m\mu}{2\pi\hbar^2} \right)^3 \iiint \left(\vec{B}(\vec{r}_1) \cdot \left[\vec{B}(\vec{r}_2) \times \vec{B}(\vec{r}_3) \right] \right) \times \\ \times \frac{\exp \left[i\vec{k}'(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) + i\vec{k}_0(\vec{r}_1 - \vec{r}_3) + ik|\vec{r}_2 - \vec{r}_3| \right]}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_3 + c.c., \quad (7)$$

где «с.с.» означает комплексно сопряжённое к первому слагаемому. Выражение (7) отвечает за эффекты, возникающие только при рассеянии неполяризованных тепловых нейтронов на системах с некомпланарным распределением магнитного поля, что хорошо согласуется с определёнными в Разделе 2.1 необходимыми условиями и свойствами дифференциального сечения рассеяния.

Также в разделе 2.2 приближённые выражения применены для расчёта рассеяния на двух модельных системах из точечных ферромагнитных частиц, а также на одиночной цилиндрической ферромагнитной частице, в которой реализуется распределение типа магнитного вихря. Выражение 7 получено в рамках теории возмущений, поэтому невзаимная поправка значительно меньше амплитуды борновского рассеяния и её экспериментальная регистрация невозможна. Увеличить невзаимный эффект возможно, если рассматривать задачи, в которых амплитуда многократного рассеяния велика и теория возмущений уже не применима. Так, многократное рассеяние сильно при полном внешнем отражении на магнитных зеркалах или при динамической дифракции на упорядоченных структурах. Каждый из этих случаев реализуется в системах, которые обсуждаются в следующем разделе.

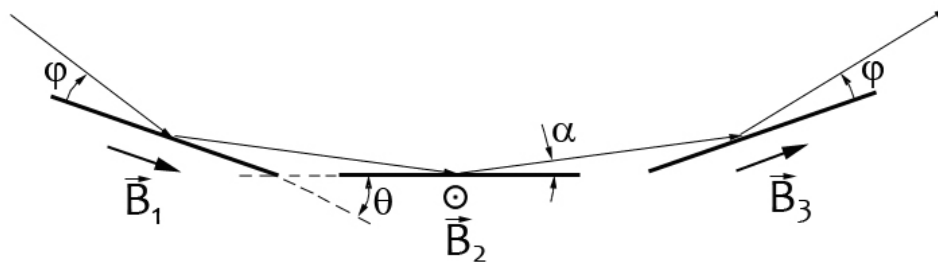


Рис. 1: Последовательное отражение от трёх магнитных зеркал.

В **раздел 2.3** рассмотрены задачи рассеяния нейтронов, допускающие точное аналитическое решение: последовательное отражение от трёх идеальных магнитных зеркал (рисунок 1) и дифракция на геликоидальном распределении на примере кристалла силицида марганца.

Прямому и обращённому по времени процессам соответствует последовательное зеркальное отражение нейтронов от трёх зеркал в порядке 1-2-3 и 3-2-1. Получим оценку сверху для коэффициента отражения от трёх зеркал. Предположим, что крайние зеркала являются идеальными поляризаторами, т.е. их матрица отражения имеет только одну ненулевую компоненту, причём она равна 1. А матрица отражения на втором зеркале с точностью до фазового

множителя имеет вид $\hat{R}_2 = \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & b \end{pmatrix} \hat{S}_{z,\alpha}$, где угол α – угол между векторами средней поляризации падающего и зеркально отраженного нейтронов. Также будем считать, что углы между крайними зеркалами и центральным одинаковы и равны θ . Тогда интенсивность для прямого и обратного процессов имеет вид

$$I_{\pm} = \frac{1}{8} (a^2 + b^2 + 2ab \cos(\alpha \pm 2\theta)). \quad (8)$$

Из данного выражения легко оценить максимальную величину невязимности. Действительно, максимальный угол между зеркалами не должен превышать соответствующий угол полного внешнего отражения для тепловых нейтронов (~ 10 мрад), в этом случае коэффициенты a, b близки к 1 и относительная величина невязимности

$$\frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = -\frac{2 \sin \alpha \sin 2\theta}{(1 + \cos(\alpha + 2\theta)) / 2 + (1 + \cos(\alpha - 2\theta)) / 2} \approx -\frac{4\theta}{1/2} \sim 10\%. \quad (9)$$

Из выражения (9) непосредственно видно, что величина невязимности пропорциональна смешанному произведению намагниченностей зеркал. Исходя из углов полного внешнего отражения ясно, что невозможно установить крайние зеркала под углом друг к другу, близким к $\pi/2$. Поэтому невязимность в такой системе будет невелика. Результаты расчётов величины невязимности приведены при последовательном отражении от зеркал из CoFe неполяризованных нейтронов с длинами волн 15-20 Å на рисунке 2. Отметим также, что такая схема достаточно сложна для реализации, т.к. требует точной юстировки трёх зеркал относительно друг друга.

Физически механизм невязимности в системе трёх зеркал достаточно легко объяснить качественно. В системе трёх зеркал среднее зеркало играет роль вращателя поляризации, а крайние зеркала выступают в роли поляризатора и анализатора. Но важно отметить, что направление вращения поляризации при отражении на втором зеркале не зависит от того, рассматривается ли прямой или обратный по времени процесс. Из этого и вытекает невязимность рассеяния в такой системе.

Ещё одной задачей, допускающей точное аналитическое решение является задача дифракции нейтронов на геликоидальной структуре. Геометрия дифракции приведена на рисунке 3. В таком случае безразмерное уравнение

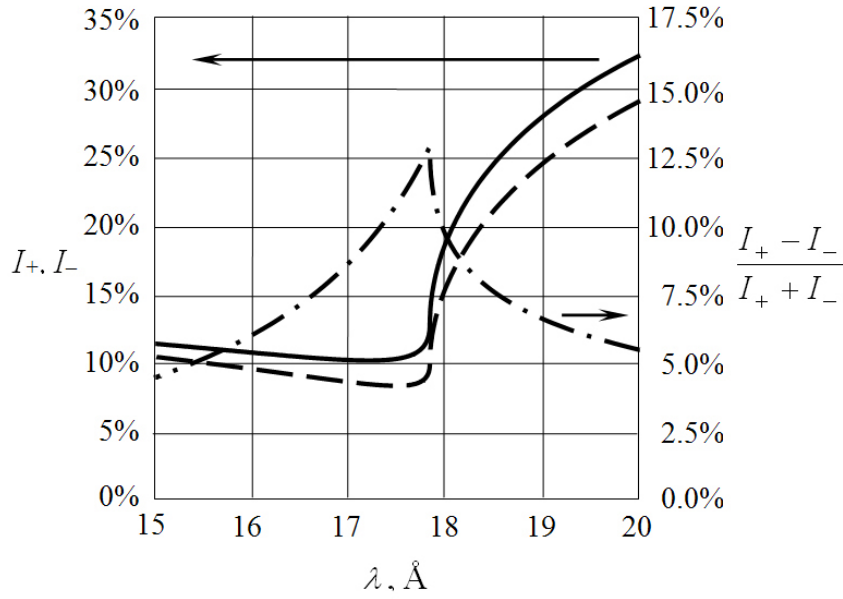


Рис. 2: Последовательное отражение от трёх магнитных зеркал. Результат расчётов. Прямой и обратный процесс изображены сплошной и пунктирной линиями. Невзаимность – штрих-пунктирной.

Шрёдингера выглядит следующим образом

$$\left(-\Delta + 1 + k_b^2 \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta e^{-iqz} \\ \sin \theta e^{iqz} & -\cos \theta \end{pmatrix} \right) \hat{\psi} = k_0^2 \hat{\psi}, \quad (10)$$

где угол θ – половина угла раствора конуса геликоида и q – волновое число, соответствующее периоду геликоида. Собственные функции этого уравнения хорошо известны [11]. Для нахождения коэффициентов отражения и прохождения достаточно записать условия непрерывности волновой функции и её производной на двух границах и решить полученную систему линейных уравнений.

Покажем, к каким особенностям рассеяния приводит некомпланарность распределения магнитной индукции. В соответствии со свойствами дифференциального сечения рассеяния (6), для наблюдения невзаимных эффектов достаточно изменить знак магнитного поля на противоположный в каждой точке пространства. В случае рассеяния на некомпланарном геликоиде достаточно поменять только направление внешнего магнитного поля.

Рассмотренная система является дифракционной решёткой, поэтому при прохождении коэффициент дифракции T_{21} , который соответствует дифракции при прохождении с переворотом спина из состояния $s_z = -1/2$ в состояние $s_z = 1/2$, будет иметь особенность при падении нейтронов с проекцией волнового вектора $k_{0z} \approx q/2$.

Выполнены расчёты для дифракции на силициде марганца при приложении внешнего поля в 1 кЭ (рисунок 4). В зависимости от направления приложенного поля, меняется положение дифракционного пика. Учитывая резонансный характер T_{21} вблизи $k_{0z} \approx q/2$, получаем сдвиг резонанса, линейный по магнитному полю. Величина сдвига составляет порядка $0.01q \approx 3 \times 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$ (рис. 4).

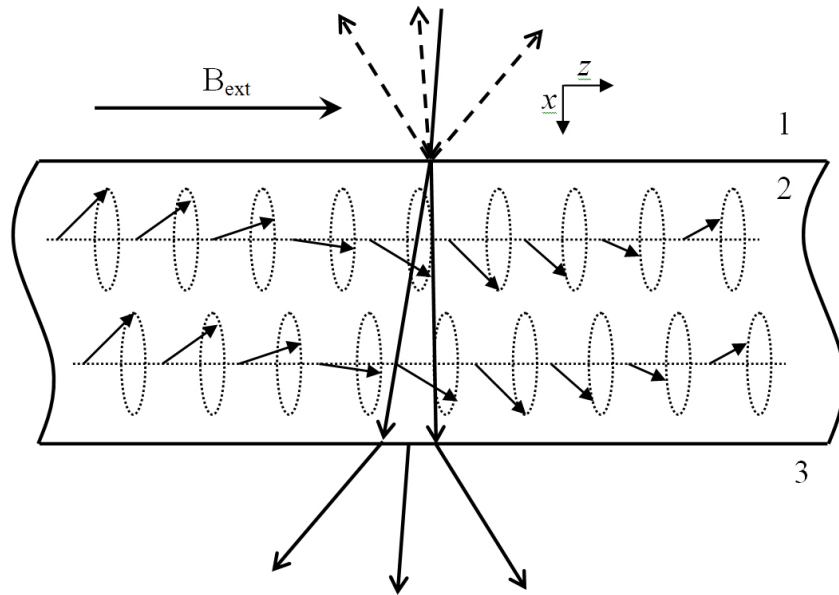


Рис. 3: Малоугловое рассеяние неполяризованных нейтронов на геликоиде.

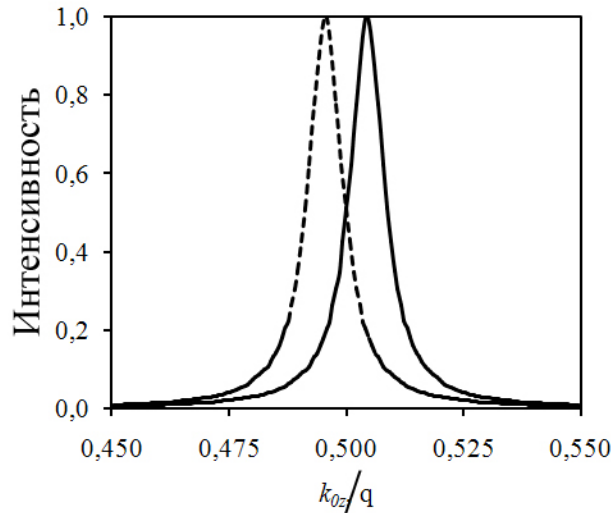


Рис. 4: Расчёт T_{21} при рассеянии на MnSi. Сплошная и штриховая линии соответствуют прямому и обратному по времени процессам.

Покажем, что сдвиг дифракционного максимума возможен только в некомпланарной системе. Допустим, что кристалл MnSi с плоским геликоидальным распределением и внешнее поле представляют собой два независимых рассеивателя. Плоский геликоид является неколлинеарным и даёт процессы рассеяния с переворотом спина. Внешнее поле аналогично однородно намагниченному зеркалу и, соответственно, рассеяние на нём зависит от того направлен ли спин нейтрона по полю или против поля. Как показано выше, невзаимные эффекты наблюдаются только за рамками однократного рассеяния. Для простоты рассмотрим процесс двукратного рассеяния. Тогда после дифракции на геликоиде с переворотом из состояния $s_z = -1/2$ в состояние $s_z = 1/2$ нейтроны также преломляются и на однородном внешнем магнитном поле. Ясно, что в этом случае, преломление зависит от взаимной ориентации спинового состояния и внешнего поля. Отметим, что углового разрешения

современных малоугловых дифрактометров нейтронов недостаточно для регистрации такого малого сдвига.

Таким образом, в **главе 2** определены необходимые условия невязимного рассеяния неполяризованных нейтронов в магнитных системах и предложено несколько систем. Во них величина невязимности мала. Поэтому в **главе 3** предложен и реализован эксперимент, в которой интенсивности прямого и обратного по времени процессов прохождения отличаются на порядок.

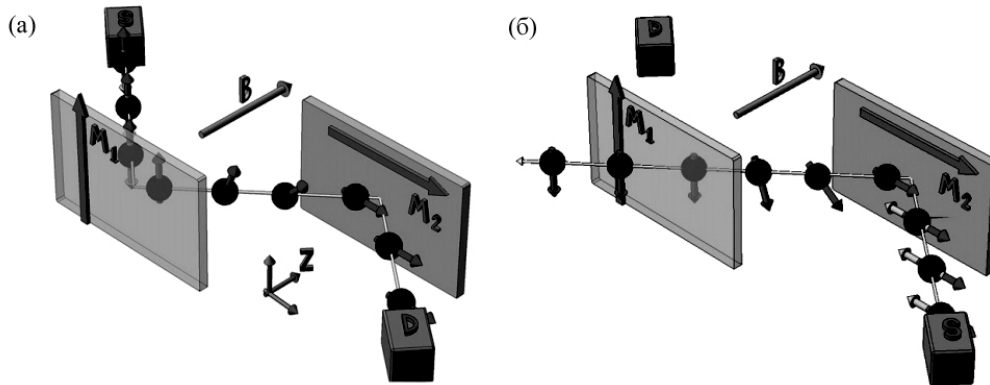


Рис. 5: Система двух зеркал во внешнем магнитном поле.

В **разделе 3.1** приводится расчёт коэффициента прохождения через систему двух зеркал, находящихся во внешнем поле. Как было отмечено, невязимность в системе трёх зеркал пропорциональна смешанному произведению их магнитных поле. Если все три поля будут перпендикулярны друг другу, следует ожидать наибольшей величины невязимности. Модифицируем задачу о трёх зеркалах из **раздела 2.3**: крайние зеркала расположим друг напротив друга, а среднее зеркало заменим внешним полем, которое приложено по нормали к зеркалам. Прямой и обратный по времени процессы изображены на рисунке 5. Возможно реализовать ситуацию, в которой намагниченности зеркал будут перпендикулярны друг другу, а подбором величины внешнего поля легко добиться необходимой фазы ларморовской прецессии нейтронов между зеркалами. Как и в предыдущем случае с тремя зеркалами, будем считать, что крайние зеркала являются идеальными поляризаторами, угол между их намагниченностями β и угол ларморовской прецессии между зеркалами φ . Тогда интенсивность прямого и обратного по времени процессов имеет вид

$$T_{\pm} = \frac{1 + \cos(\varphi \pm \beta)}{4}. \quad (11)$$

В компланарном случае угол $\beta = 0, \pi$, в некопланарном же случае для получения максимальной невязимности необходим угол $\beta = \pm\pi/2$. Важно отметить, что при такой схеме эксперимента становится очень просто сравнивать интенсивность прямого и обратного по времени процессов прохождения. Действительно, в силу одномерности данной задачи, обращение времени будет соответствовать либо изменению угла скольжения на противоположный, либо изменению знака внешнего магнитного поля (рисунк 6).

Выражение (11) позволяет оценить необходимые параметры эксперимента. Сделаем оценки для нейтронов с длинами волн 3-7 Å и расстояния между зеркалами равным 0.5 мм. Характерный угол полного внешнего отра-

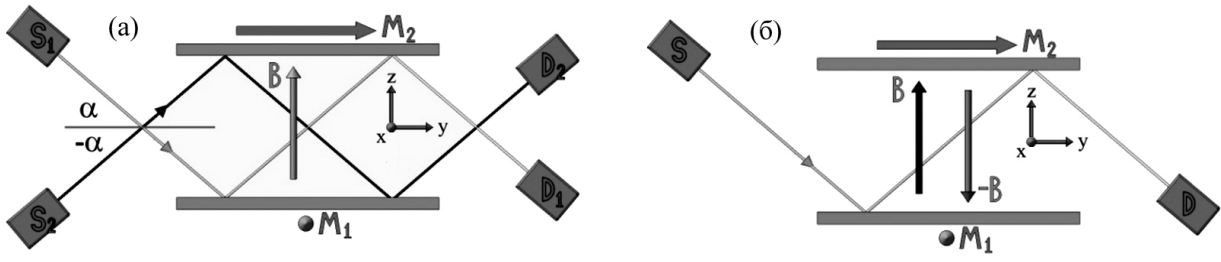


Рис. 6: Две схемы эксперимента по измерению обращённого по времени процесса.

жения для таких нейтронов порядка 10 мрад. Фаза ларморовской прецессии между зеркалами определяется ларморовской частотой и временем пролёта нейтронов от одного зеркала до другого

$$\varphi = \omega\tau = \frac{2\mu B_{ext}}{\hbar} \frac{d}{\sin \alpha v}, \quad (12)$$

Для наблюдения одной осцилляции в диапазоне длин волн от 3 до 7 Å необходимо, чтобы разница фаз ларморовской прецессии для нейтронов с минимальной и максимальной длинами волн составляла 2π . Тогда из (12) получаем, что магнитное поле должно быть не менее $B_{ext} > 7$ Э. Из расходимости пучка нейтронов получим верхнюю оценку магнитного поля. Для наблюдения невзаимных эффектов необходимо, чтобы фазы ларморовской прецессии для нейтронов с разными углами скольжения $\alpha \pm \Delta\alpha$ отличались менее, чем на π . Пользуясь формулой (12) получаем, что для нейтронов с длиной волны 7 Å и расходимостью пучка 0.3 мрад для поля должно выполняться условие $B_{ext} < 32$ Э. В эксперименте прикладывались поля величиной 18 Э и 25 Э.

В самой установке много ферромагнитных деталей, из-за которых возникают случайные слабые поля. Эти поля также не являются стационарными и могут изменяться с течением времени. Такой дрейф внешнего поля приводит к снижению величины невзаимности, наблюдаемой экспериментально. Эксперимент по измерению невзаимности проходит порядка суток. Оценим из (12) предельную величину суточного дрейфа случайного внешнего магнитного поля, который приводит к фазе в π для длинноволновых нейтронов. Такая оценка даёт дрейф поля порядка $\delta B_{ext} \approx 2$ Э. Реальные измерения дрейфа поля показали, что в течении одного цикла измерений внешнее поле изменяется в пределах 0.5-1.0 Э.

Для получения слабых однородных полей было изготовлено две магнитных катушки без ферромагнитных сердечников, длиной 1000 мм, высотой 200 мм и шириной 150 мм. В дальнейшем система зеркал при измерениях помещалась между этими катушками. Длина пролёта нейтронов в нашей системе зеркал составляет ≈ 10 см. Тогда длина магнитного зеркала должна превышать данную величину. Ширина пучка нейтронов источника реактора ИБР-2М порядка нескольких сантиметров, откуда получаем второй размер зеркала. Как видно из рисунка ба, при измерении невзаимности рассеяния, отражение нейтронов происходит от разных участков зеркал. Необходимо, чтобы зеркала были одинаковы по своим параметрам (толщине плёнки, шероховатости и коэрцитивности).

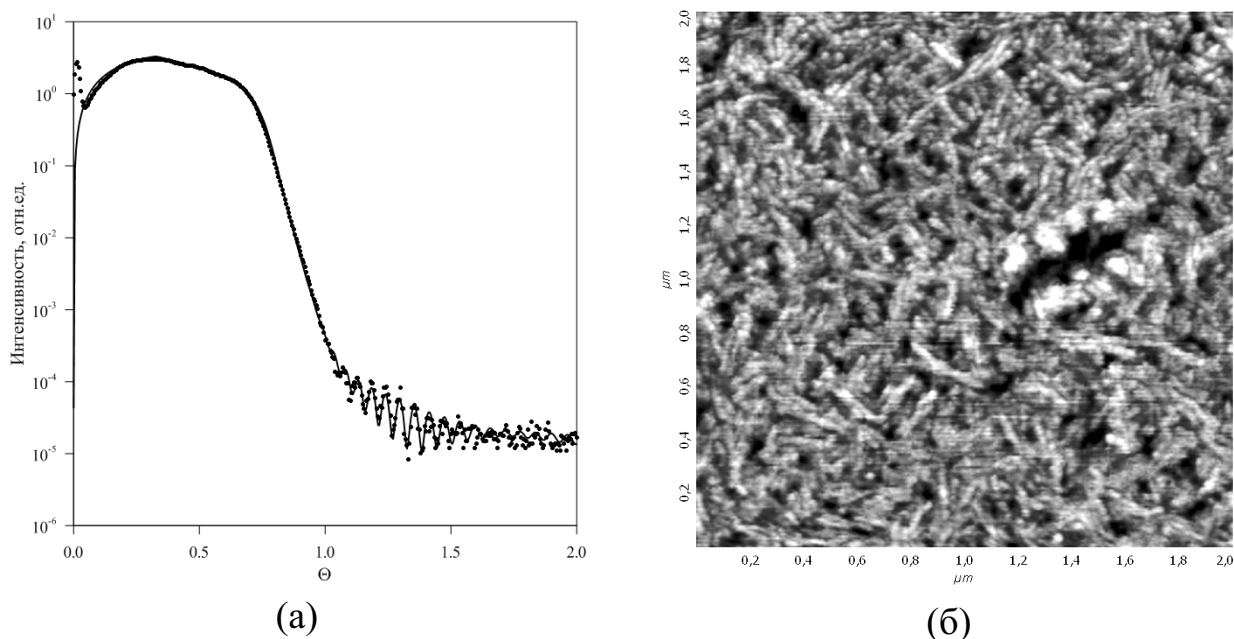


Рис. 7: (а) Результаты рентгеновской рефлектометрии и (б) атомно-силовое изображение одного из магнитных зеркал.

В раздел 3.2 описана методика получения и аттестации магнитных зеркал. Магнитные зеркала были изготовлены на подложках полированного стекла толщиной 8 мм, длиной 140 мм и шириной 50 мм, методом магнетронного распыления с мишеней CoFe диаметром 50 мм. Характерная глубина проникновения тепловых нейтронов в ферромагнитные материалы 50-70 нм, следовательно, толщина плёнок магнитных зеркал должна её превышать. Также предполагается намагничивать зеркала так, чтобы их намагниченности были как коллинеарны, так и перпендикулярны. Учитывая тот факт, что внешнее поле может достигать 50 Э, необходимо, чтобы коэрцитивности зеркал были не менее 100 Э, а петли перемагничивания были прямоугольными.

Однородность толщины ферромагнитной плёнки зеркал контролировалась методом рентгеновской рефлектометрии, шероховатость подложки и плёнки также контролировалась с помощью рентгеновской рефлектометрии и атомно-силовой микроскопии (Рис. 7). Рентгеновская рефлектометрия показала, что при длине зеркал 140 мм, толщина ферромагнитной плёнки составляла 121 ± 2 нм в различных точках. Среднеквадратичная шероховатость составила 5 нм. Характерная величина переданного импульса в эксперименте порядка 10^{-1} нм^{-1} . Экспоненциальный фактор Дебая-Валлера для коэффициента отражения от шероховатой поверхности оценивается в 0.8. Следовательно, полученная шероховатость незначительно снижает интенсивность отражения. На лазерном магнитооптическом стенде исследовалась коэрцитивность и анизотропия зеркал в нескольких точках. Как показали эти измерения, коэрцитивность зеркал превышала 100 Э во всех точках и вдоль всех направлений. Петли перемагничивания приведены на рисунке 8.

Методика эксперимента изложена в разделе 3.3. Измерения прохождения проводились на рефлектометре поляризованных нейтронов REMUR, находящимся в г.Дубна. Источником нейтронов служил импульсный реактор ИБР-2М. В эксперименте сборка из двух магнитных зеркал монтируется на массивном гониометре рефлектометра поляризованных нейтронов REMUR. Также на

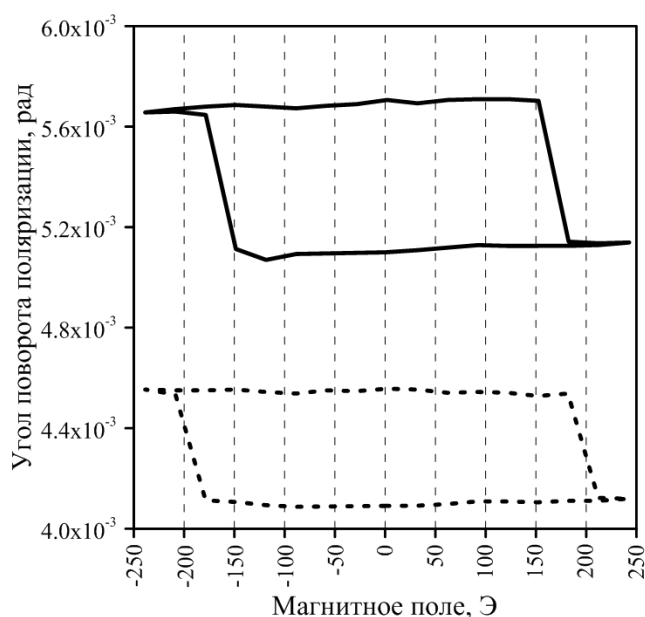


Рис. 8: Характерная петля перемагничивания вдоль длинной (сплошная линия) и короткой (штриховая линия) сторон.

гонометр монтируется катушка, которая позволяет создавать достаточно однородное слабое внешнее магнитное поле до 50 Э. Для контроля магнитного поля к сборке зеркал подводится щуп магнетометра.

Результаты проведения эксперимента, методика их статистической обработки и моделирование приведены в **разделе 3.4**. Как было указано выше, интенсивность прохождения нейтронов для обратного по времени процесса измерялась с помощью изменения угла скольжения нейтронов на противоположный или сменой знака внешнего поля. Ясно, что изменение этих параметров не может быть проведено абсолютно точно. Поэтому, когда намагниченности зеркал коллинеарны и прохождение нейтронов через систему теоретически взаимно, на эксперименте наблюдается некоторое расхождение. Мы использовали корреляционную функцию для анализа пар коэффициентов прохождения (для прямого и обратного процессов соответственно). В некомпланарной системе эти коэффициенты противофазны, когда как в коллинеарной системе они синфазны (см. (11)). Следовательно, корреляционная функция в некомпланарном случае имеет два максимума, расположенных в районе половины периода осцилляций, а в компланарном случае один максимум вблизи нуля.

На рисунках 9 и 10 приведены результаты измерений прохождения неполяризованных нейтронов, результаты моделирования и соответствующие корреляционные функции. Как видно, эксперимент хорошо согласуется с моделированием и теоретическими расчётами.

Таким образом, в эксперименте показано, что рассеяние неполяризованных нейтронов в системах с некомпланарным распределением невзаимно.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

В приложении А приведены в явном виде коэффициенты отражения и прохождения неполяризованных нейтронов при рассеянии на системе с распределением магнитной индукции типа конической магнитной спирали.

В приложении В приведена программа по моделированию прохождения нейтронов через систему зеркал, находящихся во внешнем магнитном по-

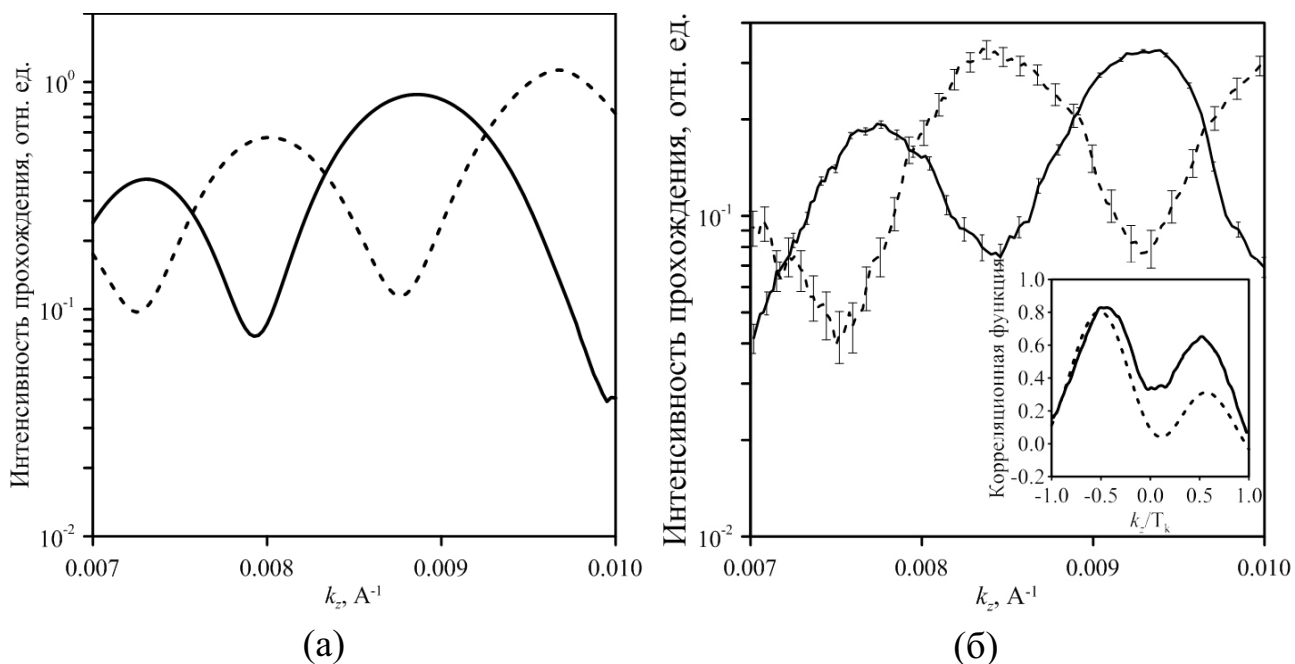


Рис. 9: Сплошная и штриховая линии соответствуют прямому и обратному по времени процессу; Модельное прохождение нейтронов через некомпланарную систему с внешним полем 18 Э (а); результат измерений (б); на врезке приведены теоретическая (штриховая линия) и экспериментальная (сплошная линия) корреляционные функции.

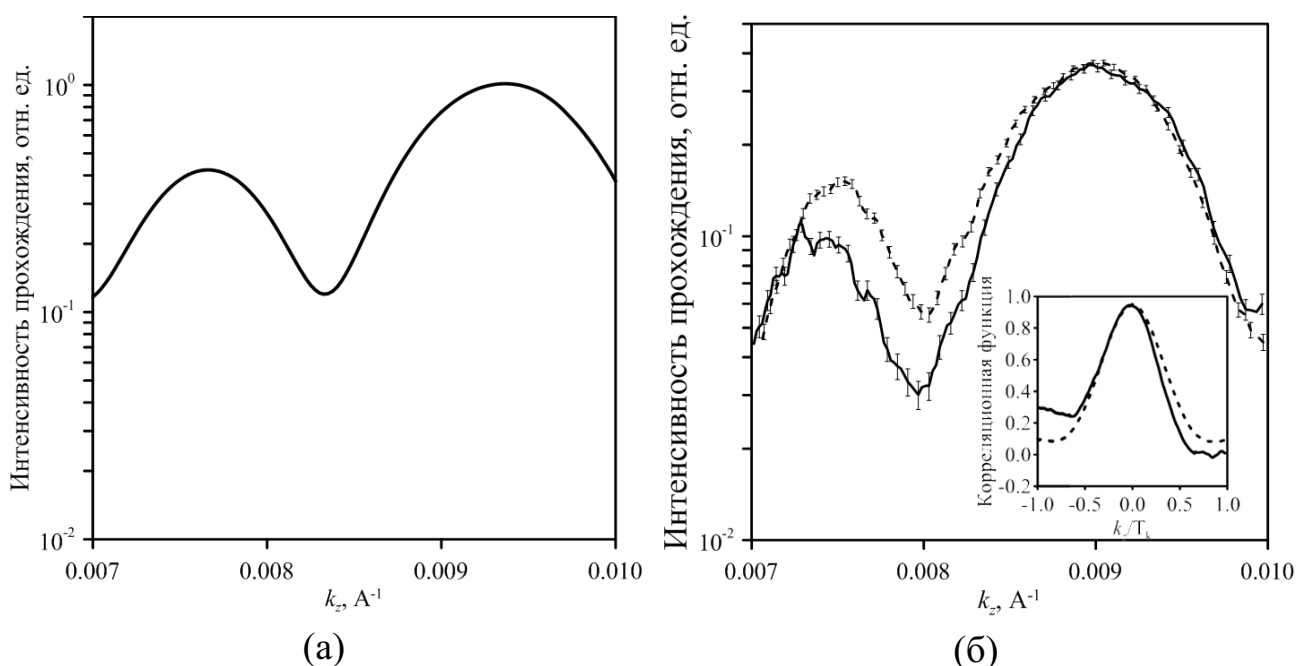


Рис. 10: Сплошная и штриховая линии соответствуют прямому и обратному по времени процессу; Модельное прохождение нейтронов через компланарную систему с внешним полем 18 Э (а); результат измерений (б); на врезке приведены теоретическая (штриховая линия) и экспериментальная (сплошная линия) корреляционные функции.

ле. Результат подбора параметров для различных экспериментальных конфигураций методом наименьших квадратов приведен в **приложении С**.

Основные результаты работы

1. Найдены необходимые условия наблюдения невзаимности рассеяния неполяризованных нейтронов на системах с неоднородным распределением магнитного поля. Показано, что рассеяние неполяризованных нейтронов может быть невзаимным только в случае, когда распределение магнитного поля в рассеивателе некомпланарно;
2. Рассчитано рассеяние нейтронов по теории возмущений за рамками борновского приближения;
3. Получены точные аналитические выражения для коэффициентов отражения и прохождения в системе трёх магнитных зеркал и в геликоидальной структуре;
4. Предложен и проведён эксперимент по измерению величины невзаимности прохождения нейтронов через систему двух зеркал, находящихся во внешнем магнитном поле. Отличие интенсивности прохождения для прямого и обратного по времени процессов в эксперименте достигло отличия на порядок. Таким образом, эксперимент доказывает, что упругое рассеяние неполяризованных нейтронов на некомпланарной магнитной системе невзаимно.

Список публикаций автора по теме диссертации

- [A1] Татарский, Д. А. Невзаимность упругого рассеяния неполяризованных нейтронов магнитными системами с некомпланарным распределением намагниченности [Текст] / Д. А. Татарский, О. Г. Удалов, А. А. Фраерман // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2012. — Т. 142, № 10. — С. 710.
- [A2] Гусев, С. А. О влиянии микрокристаллической структуры на магнитные свойства ферромагнитных пленок и структур на их основе [Текст] / С. А. Гусев, Д. А. Татарский, А. Ю. Климов, В. В. Рогов, Е. В. Скороходов, М. В. Сапожников, Б. А. Грибков, И. М. Нефёдов, А. А. Фраерман // Физика твердого тела. — 2013. — Т. 55, № 3. — С. 435.
- [A3] Татарский, Д. А. Невзаимная ячейка для нейтронов [Текст] / Д. А. Татарский, А. В. Петренко, С. Н. Вдовичев, О. Г. Удалов, Ю. В. Никитенко, А. А. Фраерман // Письма в ЖЭТФ. — 2015. — Т. 102, № 10. — С. 721.
- [A4] Татарский, Д. А. Высококоэрцитивные магнитные зеркала-поляризаторы для тепловых нейтронов [Текст] / Д. А. Татарский, Б. А. Грибков, Н. С. Гусев, В. В. Рогов, П. А. Юнин, С. Н. Вдовичев // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2016. — № 5. — С. 23.

- [A5] Татарский, Д. А. Особенности движения частиц со спином $1/2$ в некопланарном магнитном поле [Текст] / Д. А. Татарский, А. В. Петренко, С. Н. Вдовичев, О. Г. Удалов, Ю. В. Никитенко, А. А. Фраерман // Успехи Физических Наук. — 2016. — Т. 186, № 6. — С. 654.
- [A6] Татарский, Д. А. Невзаимное рассеяние нейтронов геликоидальными ферромагнетиками [Текст] / Д. А. Татарский, А. А. Фраерман // Физика твердого тела. — 2016. — № 11. — С. 2157.

Список цитированной литературы

- [1] Гуревич, И. И. Физика нейтронов низких энергий [Текст] / И. И. Гуревич, Л. В. Тарасов. — Москва : Главная редакция физико-математической литературы, 1965.
- [2] Вонсовский, С. В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро- и ферримагнетиков [Текст] / С. В. Вонсовский. — Москва : Наука, 1971.
- [3] Zutic, I. Spintronics: Fundamentals and applications [Text] / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. — 2004. — Vol. 76. — P. 323.
- [4] Игнатович, В. К. Деполяризация ультрахолодных нейтронов при преломлении и отражении на поверхности магнитных пленок [Текст] / В. К. Игнатович // Письма в ЖЭТФ. — 1978. — Т. 28. — С. 311.
- [5] Felcher, G. P. Zeeman splitting of surfaced-scattered neutrons [Text] / G. P. Felcher, S. Andewalla, V. O. De Haan, A. A. Van Well // Letters to Nature. — 1995. — Vol. 377. — P. 409.
- [6] Малеев, С. В. Рассеяние поляризованных нейтронов в магнетиках [Текст] / С. В. Малеев // УФН. — 2002. — Т. 172. — С. 617.
- [7] Li, Yu. Robust Formation of Skyrmions and Topological Hall Effect Anomaly in Epitaxial Thin Films of MnSi [Text] / Yu. Li, N. Kanazawa, X. Z. Yu [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 110. — P. 117202.
- [8] Tatara, G. Permanent current from noncommutative spin algebra [Text] / G. Tatara, H. Kohno // Phys. Rev. B. — 2003. — Vol. 67. — P. 113316.
- [9] Cowburn, R.P. Single-Domain Circular Nanomagnets [Text] / R.P. Cowburn, D.K. Koltsov, A.O. Adeyeye [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 83. — P. 1042.
- [10] Ландау, Л. Д. Теоретическая физика, том 3. Квантовая механика, нерелятивистская теория [Текст] / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — Москва : Наука, 1989.
- [11] Calvo, M. Quantum theory of neutrons in helical magnetic fields [Text] / M. Calvo // Physical Review B. — 1978. — Vol. 18. — P. 5078.

Подписано к печати 25.10.2018 г.
Тираж 100 экз.

Отпечатано на ризографе в
Институте физики микроструктур Российской академии наук
603087, Нижегородская область, Кстовский район, д. Афоново,
ул. Академическая, д. 7