

НЕЙТРОННЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

С. В. Кожевников^{1,*}, *Ф. Отт*², *Ф. Радю*³

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Laboratoire Léon Brillouin CEA/CNRS, IRAMIS, Université Paris-Saclay,
Gif sur Yvette, France

³ Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie, Berlin

ВВЕДЕНИЕ	582
ЛАРМОРОВСКАЯ ПРЕЦЕССИЯ	583
ЗЕЕМАНОВСКОЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ПУЧКА	589
Основы метода расщепления пучка	589
Преломление на границах раздела	594
Доменная структура	600
Магнитно-неколлинеарные кластеры	605
НЕЙТРОННЫЙ СПИНОВЫЙ РЕЗОНАНС	609
КАНАЛИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ	614
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	619
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	620

НЕЙТРОННЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

С. В. Кожевников^{1,*}, *Ф. Отт*², *Ф. Раду*³

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Laboratoire Léon Brillouin CEA/CNRS, IRAMIS, Université Paris-Saclay,
Gif sur Yvette, France

³ Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie, Berlin

Рассмотрены нейтронные методы исследования магнитных пленок: ларморовская прецессия, зеемановское пространственное расщепление пучка, нейтронный спиновый резонанс и каналирование поляризованных нейтронов. Представлены основные принципы методов и примеры исследования систем. Обсуждаются особенности и возможности нейтронных методов.

We review neutron methods for the investigations of magnetic films: Larmor precession, Zeeman spatial beam-splitting, neutron spin resonance, and polarized neutron channeling. The basic principles of the methods and examples of investigated systems are presented. The features and possibilities of the neutron methods are discussed.

PACS: 03.75.Be; 75.70.-i

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные материалы в виде тонких пленок широко применяются на практике в устройствах магнитной записи и хранения информации, поэтому развитие новых поверхностно-чувствительных методов исследования вещества представляется актуальной задачей. Рассеяние нейтронов является мощным инструментом изучения биологических объектов, полимеров и магнитных систем благодаря особым свойствам нейтронного излучения: изотопной чувствительности, высокой проникающей способности и наличию собственного магнитного момента.

Рефлектометрия поляризованных нейтронов (РПН) успешно используется для исследования тонких магнитных пленок и многослойных структур толщиной от 0,1 до 100 нм [1–5]. С помощью РПН можно определить величину и

*E-mail: kozhevn@nf.jinr.ru

направление вектора намагниченности в каждом слое. Рефлектометрия чувствительна к изменениям структуры в направлении, перпендикулярном поверхности пленки, и нечувствительна к неоднородностям вдоль плоскости образца. Пространственное разрешение метода рефлектометрии в перпендикулярном направлении составляет 0,1 нм.

Для изучения изменений структуры вдоль плоскости пленки применяются другие методы. Незеркальное рассеяние нейтронов [6] позволяет исследовать неоднородности в плоскости пленки вдоль направления распространения нейтронного пучка. Для данного метода доступны объекты сравнительно больших размеров в интервале от 600 нм до 60 мкм. Для исследования неоднородностей структуры в плоскости в направлении перпендикулярно нейтронному пучку используется малоугловое рассеяние нейтронов в скользящей геометрии — Grazing Incidence Small Angle Neutron Scattering (GISANS) [7, 8]. С помощью GISANS можно изучать неоднородности малых размеров в диапазоне от 3 до 100 нм.

Совместное использование трех перечисленных поверхностно-чувствительных нейтронных методов открывает широкие перспективы исследования слоистых наноструктур. Однако главным недостатком указанных методов является то, что они дают информацию о магнитных или структурных свойствах пленок не напрямую, а зависят от выбранной модели подгонки. Сначала выбирается модель исследуемой системы. Затем с помощью расчетов происходит подгонка коэффициентов отражения к экспериментальным данным. Наилучшее совпадение расчета и экспериментальных данных дает значения параметров модели, которые мы принимаем за реальные физические параметры исследуемой системы. При этом конечные значения параметров подгонки зависят от многих факторов: статистических ошибок экспериментальных данных, разрешения рефлектометра, точности юстировки образца, адекватности выбранной расчетной модели и т.п. Чтобы свести к минимуму расхождение модели с реальной исследуемой системой, стараются уменьшить число параметров расчетной модели, зафиксировав некоторые из них. Для этого используют методы, которые напрямую, без подгонки определяют параметры исследуемой системы.

В данном обзоре представлены нейтронные методы, которые могут применяться для прямого определения параметров магнитных пленок: ларморовская прецессия, зеemannовское пространственное расщепление пучка, нейтронный спиновый резонанс и каналирование поляризованных нейтронов.

1. ЛАРМОРОВСКАЯ ПРЕЦЕССИЯ

Степень поляризации (или поляризация) нейтронного пучка определяется как $P = (N^+ - N^-)/(N^+ + N^-)$, где N^+ и N^- — соответственно число нейтронов со спином, направленным параллельно (по) и антипарал-

тельно (против) направлению вектора приложенного внешнего магнитного поля. Полностью поляризованный пучок имеет степень поляризации ± 1 , а поляризация полностью неполяризованного пучка равна 0. Частично поляризованный нейтронный пучок имеет степень поляризации $0 < |P| < 1$. Процесс уменьшения степени поляризации называется деполяризацией.

Ларморовская прецессия спина нейтронов возникает, если вектор поляризации пучка направлен под углом к магнитному полю. Для фиксированной величины магнитного поля фаза ларморовской прецессии зависит от длины волны нейтронов и расстояния, которое прошли нейтроны в этом магнитном поле. Определяя фазу ларморовской прецессии, можно различать траектории нейтронов в пространстве. На этом основан метод углового кодирования с помощью ларморовской прецессии, который позволяет значительно увеличить интенсивность нейтронов. Стандартным способом повышения углового разрешения является формирование узких пучков с помощью диафрагм. При этом сильно падает интенсивность нейтронов. А при угловом кодировании с помощью ларморовской прецессии можно использовать широкие пучки, что значительно увеличивает интенсивность нейтронов. В работах [9–12] экспериментально продемонстрирована комбинация методов ларморовской прецессии и рефлектометрии поляризованных нейтронов для исследования магнитных пленок. Показано, что можно разделить интенсивности зеркально отраженных и диффузно-рассеянных нейтронов, которые перекрываются в пространстве и являются неразличимыми для рефлектометрии. Также в этих работах экспериментально продемонстрирован метод прямого определения величины и направления намагниченности магнитной пленки, что недоступно для стандартного метода РПН.

В работе [13] Хальперн и Хольштейн разработали теорию деполяризации нейтронов при прохождении через магнитные домены. В работе [14] Реквельд предложил использовать деполяризацию нейтронов как метод исследования доменов в объеме вещества. В 1980–1990-х гг. метод деполяризации нейтронов широко использовался для изучения высокотемпературных сверхпроводников, ферро- и ферримагнетиков. Внутри магнитных кластеров происходит ларморовская прецессия спина нейтронов вокруг локального направления вектора магнитной индукции, при этом дисперсия направлений векторов магнитной индукции приводит к деполяризации нейтронного пучка. Подгонка параметров экспоненциального уменьшения поляризации пучка позволяет определить дисперсию магнитной индукции в образце, однако этот метод также является зависимым от выбранной модели подгонки.

Частным случаем деполяризации является ларморовская прецессия спина в веществе. В работах [15, 16] для спектрометра по времени пролета предложен экспериментальный метод прямого определения величины и направления магнитной индукции в пленках и фольгах толщиной порядка 10 мкм. С помощью ларморовской прецессии изучались, например, аморфные магнитные

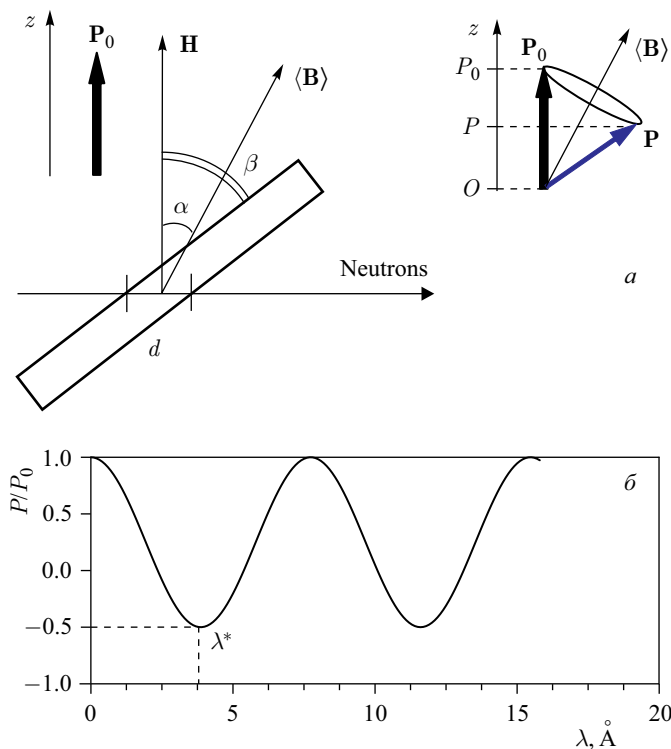


Рис. 1. Ларморовская прецессия спина нейтрона: а) геометрия эксперимента; б) нормированная поляризация пучка как функция длины волны нейтронов, рассчитанная для параметров $B = 1,2$ Тл, $d = 14,62$ мкм, $\alpha = 60^\circ$

ленты [17]. В работах [18, 19] похожий метод для монохроматического пучка применялся для исследования пленок из пермаллоя.

На рис. 1, а показана геометрия экспериментального метода ларморовской прецессии по времени пролета. Внешнее магнитное поле \mathbf{H} приложено под углом β к поверхности толстой магнитной пленки, а поляризованный нейтронный пучок проходит через магнитную пленку. Путь нейтронов внутри пленки равен величине d , которая рассчитывается из геометрии эксперимента для известной толщины пленки и угла β . Усредненное по толщине пленки направление магнитной индукции $\langle \mathbf{B} \rangle$ составляет угол α с направлением внешнего магнитного поля. Вектор поляризации начального пучка \mathbf{P}_0 направлен вдоль оси Oz параллельно приложенному внешнему магнитному полю. Внутри пленки происходит ларморовская прецессия вектора поляризации (или спина нейтронов) с ларморовской частотой $\omega_L = \gamma_n \langle B \rangle$, где

$\gamma_n = 1,83 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Тл}^{-1}$ — гиромангнитное отношение нейтрона. Ларморовская частота зависит только от величины магнитной индукции в пленке и не зависит от длины волны нейтронов. Угол, на который поворачивается вектор поляризации, зависит от времени t прохождения расстояния d нейтронами со скоростью v : $\phi = \omega_L t = \gamma_n \langle B \rangle d / v$. Скорость нейтронов связана с длиной волны нейтронов λ соотношением $1/v = \lambda m / h$, где m — масса нейтрона, h — постоянная Планка. Угол ларморовской прецессии можно переписать в виде $\phi = \omega_\lambda \lambda$, где $\omega_\lambda = 0,04633 \langle B \rangle d$ и единицы измерения ω_λ [Å^{-1}], $\langle B \rangle$ [Тл], d [мкм].

В эксперименте измеряется проекция вектора поляризации на ось Oz без образца $P_0(\lambda)$ и после прохождения образца $P(\lambda)$. Для случая однородной магнитной индукции $\langle \mathbf{B} \rangle = \mathbf{B}$ из геометрического рассмотрения на рис. 1, a получается следующее выражение:

$$\frac{P(\lambda)}{P_0(\lambda)} = \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \cos \phi = \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \cos(\omega_\lambda \lambda). \quad (1)$$

Если есть магнитные флуктуации в пленке, то в выражение (1) вводят дополнительные коэффициенты деполаризации D_{\parallel} и D_{\perp} : $P(\lambda)/P_0(\lambda) = D_{\parallel} \times \cos^2 \alpha + D_{\perp} \sin^2 \alpha \cos \phi$. В теории Хальперна–Хольштейна [13] коэффициенты деполаризации описываются экспонентами:

$$\frac{P(\lambda)}{P_0(\lambda)} = \exp(-A_1 \lambda^2) \cos^2 \alpha + \exp(-A_2 \lambda^2) \sin^2 \alpha \cos(\omega_\lambda \lambda), \quad (2)$$

где A_1 и A_2 — постоянные величины, которые зависят от средних квадратичных флуктуаций $\langle B_{\parallel}^2 \rangle$ и $\langle B_{\perp}^2 \rangle$, усредненного размера неоднородностей. Более подробно экспериментальные результаты исследования систем с магнитными неоднородностями описаны в работе [16].

Рассмотрим случай однородно намагнитченной пленки с магнитной индукцией $\mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle$. На рис. 1, b показана нормированная поляризация в зависимости от длины волны, рассчитанная по формуле (1) для следующих параметров: $B = 1,2$ Тл, $d = 14,62$ мкм, $\alpha = 60^\circ$. Можно видеть, что минимум поляризации наблюдается при характерной длине волны λ^* , которая соответствует половине периода осцилляций функции поляризации: $\phi = \omega_\lambda \lambda^* = \pi$. Отсюда можно напрямую определить величину магнитной индукции:

$$B = \frac{\pi}{0,04633 d \lambda^*}. \quad (3)$$

Из степени поляризации в первом минимуме кривой из уравнения (1) можно извлечь величину угла α :

$$\alpha = \arccos \left[\sqrt{\frac{1 + P(\lambda^*)/P_0(\lambda^*)}{2}} \right]. \quad (4)$$

В эксперименте измеряется осциллирующая зависимость нормированной поляризации нейтронного пучка от длины волны нейтронов. В первом минимуме, соответствующем половине периода ларморовской прецессии, определяются экспериментальные величины длины волны λ^* и степени поляризации $P(\lambda^*)/P_0(\lambda^*)$. Затем по формулам (3) и (4) напрямую рассчитываются значения магнитной индукции в пленке и угол α между векторами внешнего магнитного поля и магнитной индукции.

Рассмотрим экспериментальные результаты. Эксперименты были проведены на старом спектрометре поляризованных нейтронов СПН-1 на импульсном реакторе ИБР-2 в Лаборатории нейтронной физики (ЛНФ) ОИЯИ (Дубна). Была использована щелевая геометрия, когда сечение нейтронного пучка имеет форму вытянутой вертикальной щели и плоскость образца располагается тоже вертикально: изогнутый зеркальный поляризующий нейтронный провод (поляризатор) [20], спин-флиппер Корнеева [21, 22], электромагнит на месте образца, анализатор (аналогичный поляризатору) и газовый ^3He монодетектор. В 1997 г. была проведена модернизация спектрометра, после которой он стал называться СПН-2. Элементы после образца были заменены на более эффективные широкоапертурные приборы, которые позволили проводить поляризационный анализ рассеянного пучка в широком интервале углов: радиочастотный спин-флиппер [23], многощелевой анализатор на магнитных суперзеркалах, однокоординатный газовый ^3He позиционно-чувствительный детектор (ПЧД) [24]. Позже спектрометр СПН-2 был полностью перестроен, и на его месте с 2003 г. функционирует новый рефлектометр поляризованных нейтронов РЕМУР [25]. На рефлектометре РЕМУР появились более эффективные поляризатор-суперзеркало и вверный многощелевой анализатор на суперзеркалах [26], двумерный позиционно-чувствительный детектор. Была создана современная система сбора данных и автоматического управления экспериментальной установкой. Параметры некоторых элементов старого спектрометра СПН-1 можно найти в работе [25].

Исследуемый образец представлял собой магнитную пленку Fe(86 ат. %) Al(9,6 %) Si(4,4 %) толщиной 5 мкм на керамической подложке с размерами 10 (вдоль пучка) \times 20 \times 1 мм. Внешнее магнитное поле $H = 4,5$ кЭ было приложено под углом $\beta = 70^\circ$ к поверхности пленки (рис. 1, *a*). Угол между направлением пучка нейтронов и поверхностью образца составлял 20° . Отсюда была рассчитана длина пути нейтронов внутри пленки: $d = 5 / \sin(20^\circ) = 14,62$ (мкм).

На рис. 2, *a* точками показаны экспериментальные кривые нормированной поляризации пучка в зависимости от длины волны нейтронов при различных значениях приложенного внешнего магнитного поля от 70 Э до 9,77 кЭ. Можно заметить, что положение минимума кривой при увеличении магнитного поля сдвигается влево по длине волны и вверх по поляризации. Это означает, что величина вектора магнитной индукции растет, а его направле-

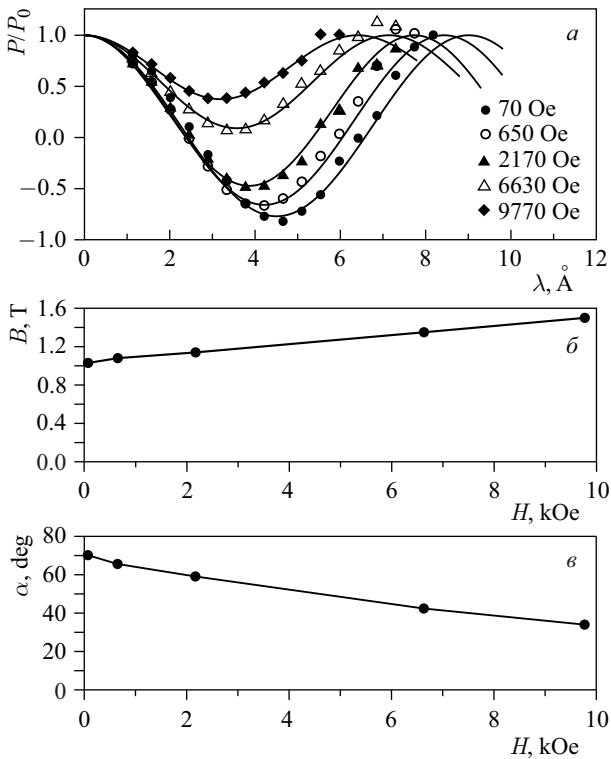


Рис. 2. Экспериментальные результаты для метода ларморовской прецессии: а) поляризация в зависимости от длины волны нейтронов; б) величина магнитной индукции в пленке в зависимости от величины внешнего магнитного поля; в) угол между векторами внешнего магнитного поля и магнитной индукции в пленке в зависимости от величины внешнего магнитного поля

ние стремится к направлению вектора внешнего магнитного поля. Из положения минимума экспериментальных кривых по длине волны с помощью выражения (3) были рассчитаны значения магнитной индукции B в пленке. А по величине поляризации в минимуме кривой согласно соотношению (4) были рассчитаны значения угла α . На рис. 2, а сплошными линиями показан расчет осциллирующей функции поляризации (1) с параметрами B и α , определенными из эксперимента. Можно видеть, что экспериментальные кривые соответствуют теоретической зависимости (1).

На рис. 2, б представлена экспериментально определенная величина магнитной индукции B в пленке в зависимости от величины приложенного внешнего магнитного поля. А на рис. 2, в показан угол α между вектора-

ми внешнего магнитного поля и магнитной индукции в зависимости от величины приложенного внешнего магнитного поля. В малом внешнем магнитном поле 70 Э магнитная индукция составляет величину около 1 Тл , а угол α близок к углу $\beta = 70^\circ$ между вектором внешнего магнитного поля и плоскостью пленки. Это означает, что пленка однородно намагничена и находится в состоянии магнитного насыщения, а вектор магнитной индукции направлен вдоль плоскости образца. При увеличении значения внешнего магнитного поля величина магнитной индукции слабо растет, а вектор индукции выходит из плоскости и стремится к направлению вектора внешнего поля.

Рассмотренная пленка из магнитного материала FeAlSi (альсифера) используется в устройствах магнитной записи, поэтому развитие новых методов исследования подобных пленок толщиной порядка 10 мкм имеет практический интерес. Рефлектометрия поляризованных нейтронов чувствительна к поверхностному слою толщиной менее 100 нм , поэтому метод ларморовской прецессии является дополнительным к методу рефлектометрии и позволяет напрямую извлекать величину и направление магнитной индукции, усредненные по толщине пленки. Далее мы рассмотрим метод, с помощью которого можно исследовать отдельные границы магнитных пленок, в том числе находящиеся на глубине от поверхности. Определение магнитных параметров на отдельных границах раздела на большой глубине является уникальной возможностью, которая недоступна другим методам.

2. ЗЕЕМАНОВСКОЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ПУЧКА

2.1. Основы метода расщепления пучка. Явление зеемановского пространственного расщепления пучка наблюдается в скользящей геометрии на границе раздела магнитно-неколлинеарных сред (рис. 3). Это может быть однородно намагниченная пленка, к поверхности которой под углом β приложено внешнее магнитное поле \mathbf{H} (рис. 3, *a*). В этом случае из-за анизотропии формы возникает размагничивающее поле, которое компенсирует компоненту намагниченности, перпендикулярную плоскости пленки. В итоге вектор магнитной индукции \mathbf{B} выходит из плоскости пленки и составляет некоторый угол α с направлением вектора внешнего приложенного магнитного поля \mathbf{H} . Магнитная неколлинеарность может возникнуть и при наличии внутренней магнитной анизотропии в пленке. Например, внешнее магнитное поле \mathbf{H} приложено параллельно плоскости пленки, но внутри образца из-за внутренних анизотропных свойств системы существуют выделенные оси легкого намагничивания в плоскости, направление которых отличается от направления внешнего магнитного поля (рис. 3, *b*). В случае перпендикулярной анизотропии (рис. 3, *в*) внешнее магнитное поле \mathbf{H} приложено вдоль плоскости пленки,

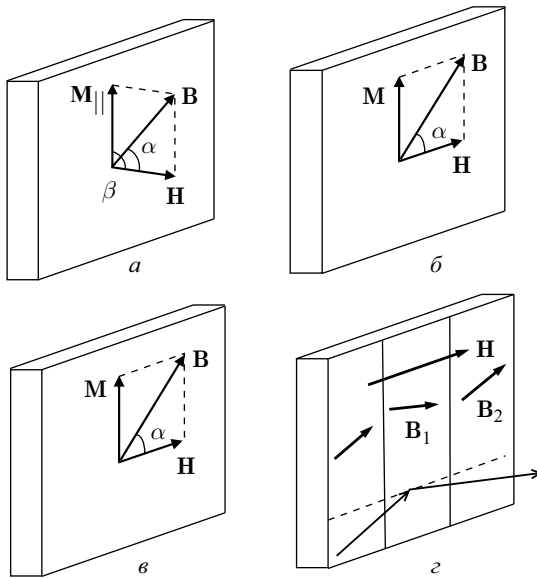


Рис. 3. Магнитно-неколлинеарные системы: а) анизотропия формы; б) анизотропия в плоскости; в) перпендикулярная анизотропия; г) доменная структура

а вектор намагниченности направлен перпендикулярно плоскости образца. Расщепление пучка можно наблюдать и в доменной структуре (рис. 3, г), в которой слабое внешнее магнитное поле \mathbf{H} приложено параллельно плоскости пленки. При этом направление векторов магнитной индукции \mathbf{B}_1 и \mathbf{B}_2 в соседних доменах отличается друг от друга, а доменные стенки расположены перпендикулярно направлению движения нейтронного пучка. Зеемановское пространственное расщепление пучка было теоретически предсказано в работе [26], а экспериментально наблюдалось в геометрии отражения в работах [27–29] и в геометрии преломления в работах [30–32]. Обзор экспериментальных результатов по расщеплению пучка представлен в работах [33, 34].

Приведем основные принципы пространственного расщепления пучка (рис. 4). Пусть нейтронный пучок попадает на границу раздела двух сред, в которых векторы внешнего магнитного поля \mathbf{H} и магнитной индукции \mathbf{B} направлены под углом α друг к другу (рис. 4, а). Спин нейтрона \mathbf{S} в первой среде описывается в системе координат с осью квантования вдоль направления вектора магнитного поля \mathbf{H} . Когда нейтрон попадает во вторую среду, то осью квантования становится вектор индукции \mathbf{B} . При переходе от одной оси квантования к другой вводится матрица преобразования системы координат, кото-

рая для случая полярных координат имеет вид $\begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ \sin \alpha & -\cos \alpha \end{pmatrix}$. Более подробно квантово-механическая теория поведения нейтронов на границе магнитно-неколлинеарных сред описана в работе [35]. При вычислении коэффициентов отражения R и пропускания T нейтронов на границе раздела возникают коэффициенты с переворотом спина нейтронов, которые зависят от угла α между векторами \mathbf{H} и \mathbf{B} : R^{+-} , R^{-+} , T^{+-} , $T^{-+} \sim \sin^2 \alpha$. Здесь левый индекс соответствует начальной проекции спина нейтрона на вектор \mathbf{H} (по направлению или против), а правый индекс — проекции спина на вектор \mathbf{H} после взаимодействия на границе раздела сред. Коэффициенты отражения и преломления с переворотом спина по-другому еще называют вероятностью переворота спина нейтронов. Вероятность переворота спина нейтронов максимальна, если векторы \mathbf{H} и \mathbf{B} перпендикулярны друг другу ($\alpha = 90^\circ$). Если векторы \mathbf{H} и \mathbf{B} коллинеарны друг другу ($\alpha = 0^\circ$) или вторая среда является немагнитной ($B = 0$), то вероятность переворота спина нейтронов равна нулю.

Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле \mathbf{H} приложено под углом β к поверхности однородно намагниченной пленки, как показано на рис.3,а. Схема пространственного расщепления пучка в геометрии отражения нейтронов от магнитной пленки на немагнитной подложке с ядерно-оптическим потенциалом среды U представлена на рис.4,б. Полностью поляризованный пучок нейтронов со спином «+» (по

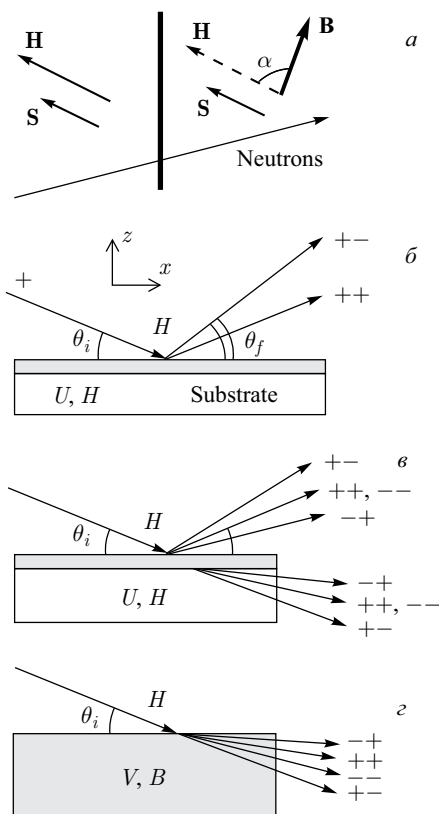


Рис. 4. Схема пространственного расщепления пучка для случая однородно намагниченной пленки в наклонном внешнем магнитном поле: а) спин нейтрона на границе двух магнитно-неколлинеарных сред; б) отражение поляризованного пучка «+» от магнитной пленки на немагнитной подложке; в) отражение и преломление неполяризованного пучка в случае тонкой магнитной пленки на немагнитной подложке; г) преломление неполяризованного пучка на границе раздела в толстой магнитной пленке

полностью поляризованный пучок нейтронов со спином «+» (по

направлению внешнего магнитного поля) падает на поверхность пленки под малым углом скольжения θ_i и отражается под малым углом скольжения θ_f . Координата z направлена перпендикулярно поверхности пленки, а координата x — параллельно плоскости пленки. Закон сохранения энергии нейтронов для процесса переворота спина нейтронов «+» из начального состояния «+» в конечное «-» приводит к следующему выражению:

$$\frac{\hbar^2 k_i^2}{2m} + \mu H = \frac{\hbar^2 k_f^2}{2m} - \mu H, \quad (5)$$

где k_i и k_f — волновые векторы падающих и отраженных нейтронов; μ — магнитный момент нейтрона; m — масса нейтрона; $\hbar = 2\pi\hbar$ — постоянная Планка. При перевороте спина изменяется потенциальная энергия нейтронов на величину $2\mu H$. Поскольку полная энергия нейтронов сохраняется, то изменяется кинетическая энергия нейтронов. Но это относительное изменение очень мало. Кинетическая энергия тепловых нейтронов имеет порядок 10^{-3} эВ, а потенциальная энергия нейтронов в магнитном поле измеряется величинами порядка 10^{-9} эВ. Поэтому относительное изменение волнового вектора и длины волны нейтронов составляет $\Delta k/k = \Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-3}$. Такое изменение было измерено прецизионными экспериментальными методами, но на стандартных спектрометрах не может быть замечено из-за недостаточного разрешения. Мы будем считать, что длина волны нейтронов не меняется при перевороте спина нейтронов в магнитном поле.

Так как свойства магнитной пленки не меняются в плоскости, то компоненты волнового вектора нейтронов в плоскости пленки тоже остаются постоянными: $k_{iy} = k_{fy}$ и $k_{ix} = k_{fx}$. Тогда должна измениться k_z — компонента волнового вектора, перпендикулярная плоскости пленки: $k_{iz} \neq k_{fz}$. Для упрощения записи введем обозначения $p_i = k_{iz} \sin \theta_i$ и $p_f = k_{fz} \sin \theta_f$. Уравнение (5) можно переписать в другом виде:

$$\frac{\hbar^2 p_i^2}{2m} + \mu H = \frac{\hbar^2 (p_f^{+-})^2}{2m} - \mu H. \quad (6)$$

Отсюда получается выражение для угла скольжения нейтронного пучка, отраженного с переворотом спина:

$$(\theta_f^{+-})^2 = \theta_i^2 + 2\mu H \lambda^2 \frac{2m}{\hbar^2}. \quad (7)$$

Из уравнения (7) видно, что нейтроны с переворотом спина отражаются в незеркальном направлении $\theta_f^{+-} \neq \theta_i$. Величина незеркального угла при этом растет с ростом величины магнитного поля и длины волны нейтронов. Нейтроны без переворота спина «++» испытывают зеркальное отражение: $\theta_f^{++} = \theta_i$. Таким образом, первоначально поляризованный пучок нейтронов при отражении от магнитной пленки расщепляется в пространстве на

два пучка. Необходимо отметить, что данный вид незеркального отражения отличается от незеркального диффузного отражения от пленок, в которых неоднородность в плоскости пленки направлена вдоль координаты x . В зеемановском незеркальном отражении волновой вектор рассеяния \mathbf{Q} меняется за счет изменения свойств системы в направлении, перпендикулярном плоскости пленки: $\Delta Q_x = 0$, $\Delta Q_z \neq 0$. В незеркальном диффузном рассеянии волновой вектор рассеяния изменяется в направлении вдоль плоскости пленки: $\Delta Q_x \neq 0$, $\Delta Q_z = 0$.

Аналогичное рассмотрение можно провести и для начального полностью поляризованного пучка «-»:

$$(\theta_f^{+-})^2 = \theta_i^2 - 2\mu H \lambda^2 \frac{2m}{h^2}. \quad (8)$$

Начальный поляризованный пучок нейтронов со спином «-» при перевороте спина нейтронов «-+» отражается под незеркальным углом скольжения (8), величина которого меньше начального угла скольжения. Нейтроны без переворота спина нейтронов «--» отражаются от пленки зеркально: $\theta_f^{--} = \theta_i$. Таким образом, первоначально неполяризованный пучок нейтронов (сумма двух полностью поляризованных пучков с противоположной поляризацией) при отражении от магнитной пленки расщепляется на три пучка: два полностью поляризованных незеркальных пучка «+-» и «-+» и один неполяризованный (сумма двух поляризованных пучков «++» и «--») зеркальный пучок (рис. 4, ϵ).

В случае, когда нейтронный пучок проходит через тонкую магнитную пленку и преломляется в толстой немагнитной подложке с ядерно-оптическим потенциалом U (рис. 4, ϵ), закон сохранения энергии нейтронов для переворота спина «+-» приводит к следующему уравнению:

$$\frac{\hbar^2 p_i^2}{2m} + \mu H = \frac{\hbar^2 (p_f^{+-})^2}{2m} - \mu H + U. \quad (9)$$

Угол скольжения преломленного пучка «+-» определяется выражением

$$(\theta_f^{+-})^2 = \theta_i^2 - (U - 2\mu H) \lambda^2 \frac{2m}{h^2}. \quad (10)$$

Для спинового перехода «-+» получим

$$(\theta_f^{-+})^2 = \theta_i^2 - (U + 2\mu H) \lambda^2 \frac{2m}{h^2}. \quad (11)$$

Преломленные пучки нейтронов без переворота спина «++» и «--» совпадают друг с другом по конечному углу скольжения:

$$(\theta_f^{++})^2 = (\theta_f^{--})^2 = \theta_i^2 - U \lambda^2 \frac{2m}{h^2}. \quad (12)$$

При рассмотрении всех спиновых переходов получим, что при прохождении нейтронов через тонкую пленку и преломлении в немагнитной подложке полностью поляризованный пучок нейтронов расщепляется в пространстве на два пучка, а неполяризованный пучок — на три.

Когда нейтронный пучок преломляется в толстой магнитной пленке с ядерно-оптическим потенциалом V и магнитной индукцией B , то каждый из поляризованных начальных пучков «+» и «-» расщепляется в пространстве на два пучка. Всего получается четыре пучка, которые не совпадают по конечному углу скольжения, так как величина внешнего магнитного поля не равна величине магнитной индукции в пленке ($H \neq B$):

$$(\theta_f^{+-})^2 = \theta_i^2 - \frac{2m}{h^2}[V - \mu(H + B)]\lambda^2, \quad (13)$$

$$(\theta_f^{++})^2 = \theta_i^2 - \frac{2m}{h^2}[V - \mu(H - B)]\lambda^2, \quad (14)$$

$$(\theta_f^{--})^2 = \theta_i^2 - \frac{2m}{h^2}[V + \mu(H - B)]\lambda^2, \quad (15)$$

$$(\theta_f^{-+})^2 = \theta_i^2 - \frac{2m}{h^2}[V + \mu(H + B)]\lambda^2. \quad (16)$$

2.2. Преломление на границах раздела. Представим теперь экспериментальные результаты, которые были получены на спектрометре поляризованных нейтронов СПН-2 на реакторе ИБР-2 в ЛНФ ОИЯИ. На рис. 5, *a* показана схема экспериментальной установки: М — замедлитель реактора; Р — изогнутый зеркальный поляризатор; SF1 — спин-флиппер Корнеева перед образцом (первый спин-флиппер); S — исследуемый образец; EM — электромагнит на месте образца; SF2 — радиочастотный спин-флиппер после образца (второй спин-флиппер); А — многощелевой анализатор на суперзеркала; PSD — однокоординатный газовый ^3He позиционно-чувствительный детектор с пространственным разрешением от 1,5 мм в центре до 2,5 мм на краю. Расстояние от образца до детектора составляло 8 м, что позволяло наблюдать пространственное расщепление пучка с высоким угловым разрешением. В эксперименте использовалась щелевая геометрия. На выходе из поляризатора сечение нейтронного пучка имеет вид узкой вертикальной щели шириной 2,5 мм. Первый спин-флиппер имеет рабочую область также в виде узкой вертикальной полосы. Плоскость образца располагается вертикально, а пучок рассеивается в горизонтальной плоскости. После образца находится второй спин-флиппер с широкой рабочей областью в виде цилиндра диаметром 100 мм с осью вдоль пучка. Сразу после второго спин-флиппера находится изогнутый многощелевой анализатор на суперзеркалах длиной 300 мм и с рабочим сечением для пучка 38×42 мм. Зеркала располагаются горизонтально, чтобы иметь одинаковую поляризующую эффективность анализатора

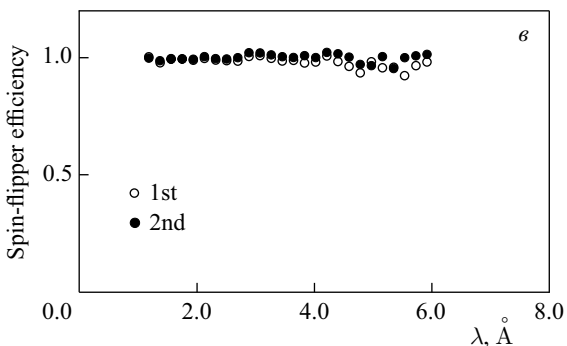
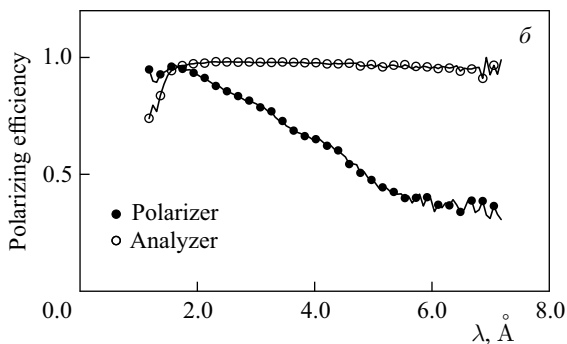
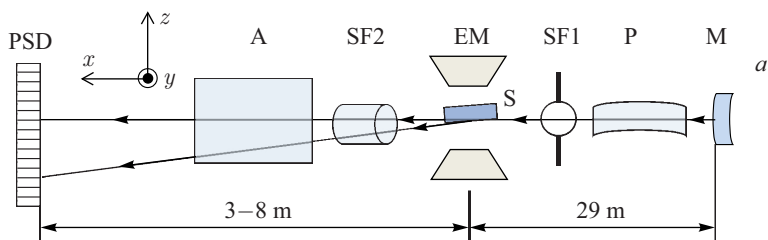


Рис. 5. *a*) Схема спектрометра поляризованных нейтронов СПН-2: М — замедлитель реактора; Р — поляризатор; SF1 — первый спин-флиппер; S — образец; EM — полюса электромагнита; SF2 — второй спин-флиппер; А — многощелевой анализатор; PSD — однокоординатный позиционно-чувствительный детектор. *б*) Поляризирующая эффективность поляризатора (темные точки) и анализатора (светлые) в зависимости от длины волны нейтронов. *в*) Эффективность первого (светлые точки) и второго (темные) спин-флипперов в зависимости от длины волны нейтронов

при регистрации прямого и рассеянного пучков. Такая геометрия удобна, потому что не нужно настраивать анализатор для пучков с разными углами рассеяния. Платой за такое удобство является уменьшение пропускания анализатора, так как горизонтальное расположение щелей анализатора приводит

к дополнительной коллимации по вертикали расходящегося пучка и в итоге к уменьшению интенсивности нейтронов. На новом рефлектометре РЕМУР для увеличения интенсивности пучка используется многощелевой анализатор уже с прямыми вертикальными зеркалами, но расположенными веером с фокусом на месте образца [36].

На рис. 5, б представлены поляризующие эффективности поляризатора (темные символы) и анализатора (светлые). Можно видеть, что анализатор имеет критическую длину волны нейтронов $1,8 \text{ \AA}$, ниже которой поляризующая эффективность резко падает. Выше этой длины волны нейтронов поляризующая эффективность анализатора остается высокой в широком диапазоне длин волн. Поляризующая эффективность поляризатора близка к единице в максимуме спектра в районе $1,8 \text{ \AA}$, а затем уменьшается до 0,3 при длине волны нейтронов около 6 \AA . Подробные характеристики некоторых элементов установки СПН-2 можно найти в работе [25]. Режимы измерений при состояниях спин-флипперов выкл. (U) и вкл. (D) обозначим как UU, UD, DU и DD. Левый индекс относится к первому спин-флипперу перед образцом, а правый индекс — ко второму спин-флипперу после образца. Режимы измерений соответствуют основной интенсивности нейтронов спиновых переходов «++», «+-», «-+» и «--». Но из-за несовершенной поляризующей эффективности поляризатора и анализатора в этих режимах измерений присутствует небольшая паразитная часть нейтронов и других спиновых переходов. Основной вклад в уменьшение степени поляризации начального пучка нейтронов перед образцом вносит низкая эффективность поляризатора для больших длин волн нейтронов.

На рис. 5, в показаны эффективности переворота спина нейтронов первым (светлые символы) и вторым (темные) спин-флиппером в зависимости от длины волны нейтронов. Можно видеть, что вероятность переворота спина нейтронов близка к единице для обоих спин-флипперов.

Образец представлял собой пленку $\text{FeAlSi}(20 \text{ мкм})/\text{Cr}(500 \text{ \AA})//\text{CaTiO}_3$ (подложка). Немагнитная подложка имела размеры 5 (вдоль пучка) \times 20 \times 1 мм. Тонкий немагнитный слой Cr толщиной 500 \AA напылялся на кристаллическую подложку, а уже сверху напылялась толстая магнитная пленка из материала альсифер Fe(86 ат. %) Al(9,6 ат. %) Si(4,4 ат. %). Такая структура используется в устройствах магнитной записи. Внешнее магнитное поле величиной $4,5 \text{ кЭ}$ было приложено под углом 70° к поверхности пленки. Угол скольжения начального пучка составлял $0,280^\circ$. Задача состояла в том, чтобы определить параметры толстой магнитной пленки отдельно вблизи поверхности и на нижней границе раздела со стороны подложки.

Геометрия эксперимента показана на рис. 6, а. Индексом 1 показана траектория, когда пучок нейтронов под малым углом скольжения падает на поверхность толстой пленки, преломляется в ней и выходит через торец пленки. Индексом 2 обозначена траектория, когда пучок нейтронов входит в торец

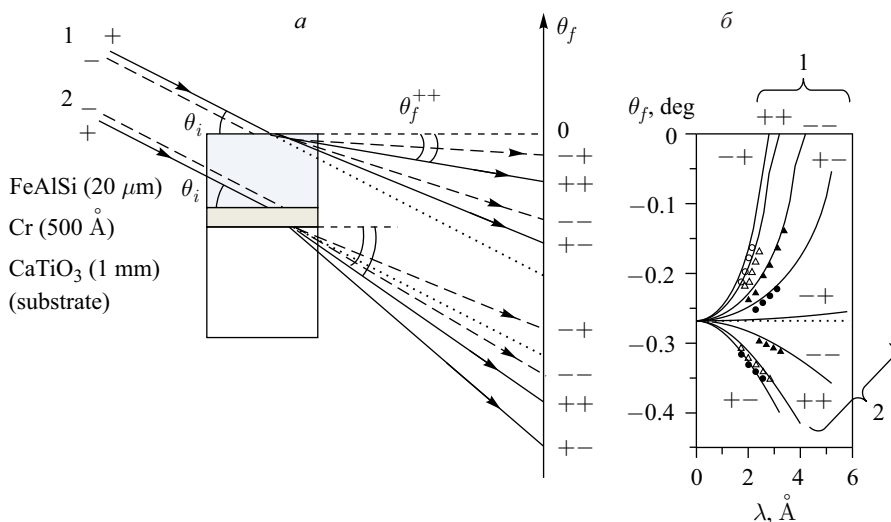


Рис. 6. *а)* Геометрия эксперимента по преломлению. Индексом 1 обозначено преломление на границе раздела «воздух–пленка», а индексом 2 — преломление «пленка–подложка». *б)* Траектории углов скольжения преломленных пучков 1 и 2 в зависимости от длины волны нейтронов (сплошные линии — расчет, символы — экспериментальные данные)

толстой магнитной пленки, проходит через тонкую немагнитную пленку Cr и выходит через торец толстой немагнитной подложки. Предполагается, что тонкий слой Cr не влияет на траекторию пучка. Сплошной линией показана траектория пучка с начальным спином «+», а штриховой линией — траектория пучка с начальным спином «-». Преломленные пучки затем регистрируются позиционно-чувствительным детектором. На рис. 6, б показана зависимость угла скольжения преломленных пучков от длины волны нейтронов. Точками показаны экспериментальные данные, а сплошными линиями — расчет по формулам (13)–(16) для траектории 1 и подобным уравнениям для траектории 2 с параметрами, полученными напрямую из экспериментальных данных. Полный набор уравнений можно найти в работе [34]. Можно видеть, что для преломления 1 вблизи границы раздела «воздух–пленка» наблюдаются четыре пучка, соответствующих четырем спиновым переходам: «-+», «++», «--» и «+-». Для этих пучков существуют граничные значения длины волны нейтронов λ_c , при которых кинетической энергии нейтронов недостаточно, чтобы преодолеть изменение потенциальной энергии нейтронов в магнитном поле согласно уравнениям (13)–(16). Нейтроны с длиной волны $\lambda \geq \lambda_c$ испытывают полное отражение и не преломляются в подложке.

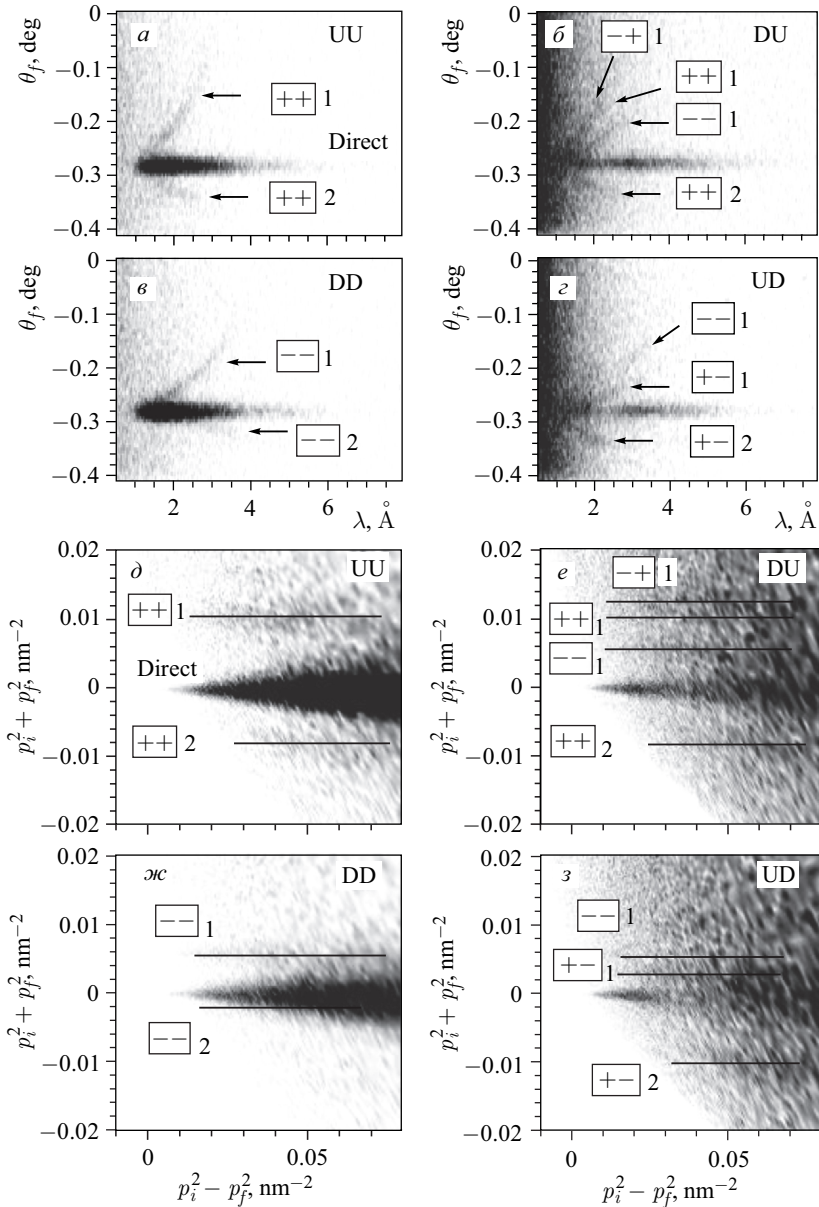


Рис. 7. Двумерные карты экспериментальной интенсивности нейтронов для четырех состояний спин-флипперов (UU, DD, DU и UD) в представлении двух разных систем координат: а-в) (λ, θ_f) ; д-з) $(p_i^2 - p_f^2, p_i^2 + p_f^2)$

Для нейтронов траектории 2 в эксперименте видны три пучка: «+-», «++» и «--», для которых граничная длина волны отсутствует. Пучок нейтронов спинового перехода «+-» преломляется очень слабо и перекрывается прямым пучком, который прошел мимо образца. Более подробно экспериментальные результаты обсуждаются в работах [37, 38].

На рис. 7 показаны двумерные карты интенсивности нейтронов в режимах измерений UU, DU, DD и UD в двух представлениях: в инструментальных координатах (λ, θ_f) (рис. 7, а-з) и квадратичных нормированных координатах $(p_i^2 - p_f^2, p_i^2 + p_f^2)$ (рис. 7, д-з). Перевод двумерных данных из инструментальных координат в квадратичные нормированные координаты сделан с помощью программы SimulReflec [39]. Процедура перевода описана в работе [40], а сравнение представления данных незеркального рассеяния в различных координатах проведено в работах [34, 40]. Квадратичные нормированные координаты, как в уравнении (9), удобны для прямого определения параметров структуры. Индекс 1 относится к преломлению пучков на границе «воздух-пленка», индексом 2 обозначено преломление «пленка-подложка».

Введем следующие обозначения параметров: B_0 — внешнее магнитное поле; B_1 — магнитная индукция в толстой пленке вблизи поверхности; V_1 — ядерный оптический потенциал магнитной пленки вблизи поверхности; B_2 — магнитная индукция толстой магнитной пленки вблизи подложки; V_2 — ядерный оптический потенциал магнитной пленки вблизи подложки; U — ядерный оптический потенциал немагнитной подложки. В табл. 1 приведены значения экспериментальных данных на рис. 7, д-з, где пучки нейтронов представляют собой горизонтальные линии.

Таблица 1. Экспериментальные данные для преломления 1 и 2

Спиновое состояние	$p_i^2 + p_f^2, \text{нм}^{-2}$	
	1	2
-+	0,0131	—
++	0,0150	-0,0076
--	0,0058	-0,0025
+-	0,0031	-0,0103

По экспериментальным данным из табл. 1 можно напрямую определить магнитные параметры системы, например, используя пучок «+-»:

$$B_0 = 172,3\{[p_i^2 + (p_f^-)^2] - [p_i^2 + (p_f^+)^2]\} = 0,47 \text{ Тл},$$

$$B_1 = 172,3\{[p_i^2 + (p_f^{++})^2] - [p_i^2 + (p_f^+)^2]\} = 1,28 \text{ Тл}.$$

Точно так же можно использовать и пучок «-+».

Для ядерного оптического потенциала подложки вблизи поверхности получим:

$$V_1 = 1,039 \cdot 10^3 \{[p_i^2 + (p_f^{++})^2] + [p_i^2 + (p_f^{--})^2]\} = 169 \text{ нэВ}.$$

Таблица 2. Полученные параметры для преломления 1 и пучков «-+» и «+-»

Параметр	«+-»	«-+»
B_0 , Тл	0,47(5)	0,45(5)
B_1 , Тл	1,28(13)	1,26(13)
V_1 , нэВ	169(17)	

Таблица 3. Полученные параметры для преломления 2

Параметр	Значение
B_0 , Тл	0,47(5)
B_2 , Тл	1,34(13)
$V_2 - U$, нэВ	104(10)

Падающий пучок нейтронов имеет относительную угловую расходимость $\Delta\theta_i/\theta_i = 5\%$. Отсюда мы оцениваем относительную точность извлекаемых экспериментальных параметров около 10%. В табл. 2 представлены экспериментальные параметры, полученные из преломления 1 для системы уравнений с переворотом спина «-+» и системы уравнений «+-». Значение ядерного оптического потенциала магнитной пленки FeAlSi, которое рассчитано из справочной таблицы длин ядерного рассеяния нейтронов, составляет 187 нэВ. Из табл. 2 видно, что в пределах ошибок экспериментальные магнитные параметры B_0 и B_1 совпадают для пучков «-+» и «+-», а ядерный потенциал магнитной пленки совпадает с рассчитанным значением.

В табл. 3 показаны экспериментальные параметры, извлеченные из преломления по траектории пучка 2 «пленка-подложка». Можно видеть, что параметр B_0 в пределах ошибок совпадает с величиной внешнего магнитного поля, а величина магнитной индукции пленки B_2 вблизи подложки совпадает в пределах ошибки с магнитной индукцией пленки B_1 вблизи поверхности, полученной из преломления 1 (см. табл. 2). Из этого можно сделать вывод, что магнитная пленка является однородно намагниченной. Величина магнитной индукции на границах раздела толстой 20-мкм пленки FeAlSi, полученная из пространственного расщепления пучка, близка к усредненной по толщине 5-мкм пленки FeAlSi величине магнитной индукции, полученной методом ларморовской прецессии (рис. 2, б для внешнего поля 4,5 кЭ). Можно сделать вывод, что магнитные свойства толстой пленки однородны по объему. Значение ядерного потенциала немагнитной подложки CaTiO₃ из справочных табличных данных составляет 86 нэВ. Используя экспериментальное значение параметра $V_2 - U$ из табл. 3, получим ядерный потенциал магнитной пленки вблизи подложки $V_2 = 190$ нэВ. Эта величина близка к табличному значению 187 нэВ.

2.3. Доменная структура. В предыдущем пункте была рассмотрена однородно намагниченная пленка, к плоскости которой под углом 70° приложено большое внешнее магнитное поле (см. рис. 3, а). В такой системе анизотропия формы образца приводит к магнитной неколлинеарности. Более интересным представляется случай внутренней магнитной анизотропии, когда внешнее магнитное поле малой величины приложено параллельно плоскости пленки.

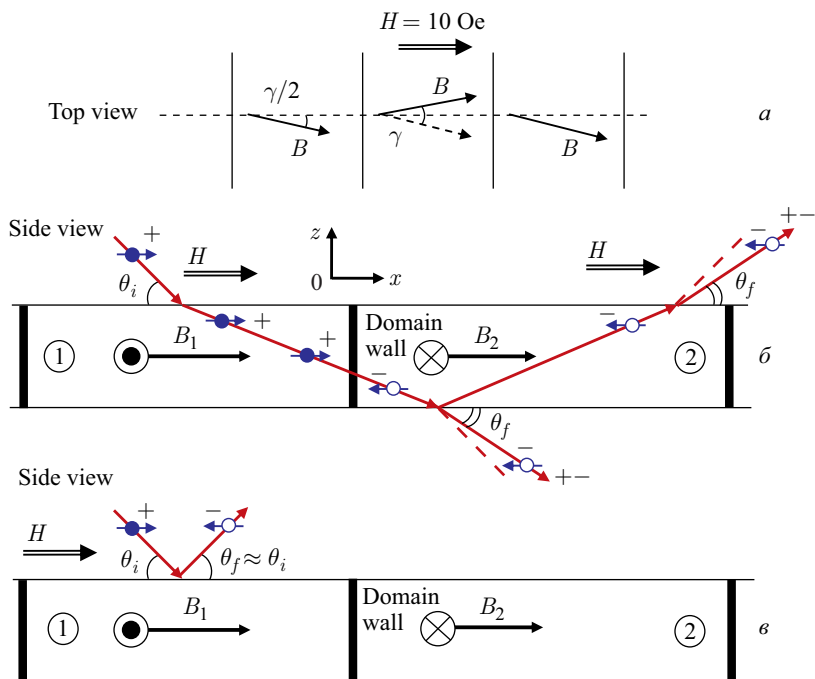


Рис. 8. Геометрия расщепления пучка в доменной структуре: а) вид сверху; б) вид сбоку для случая большой величины внутренней индукции B ; в) вид сбоку для случая отражения от поверхности в малом внешнем магнитном поле H

При этом большое пространственное расщепление происходит из-за наличия большой неколлинеарной магнитной индукции внутри пленки. Далее рассмотрим магнитную пленку с доменной структурой. Геометрия такой структуры схематично представлена на рис. 3, з.

Вид сверху на доменную структуру показан на рис. 8, а. Внешнее магнитное поле малой величины порядка $H = 10$ Э приложено параллельно плоскости пленки вдоль направления нейтронного пучка. Полосовые домены с магнитной индукцией $B = 1$ Тл располагаются перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля и направлению пучка. Векторы магнитной индукции \mathbf{B} в соседних доменах 1 и 2 составляют угол $\gamma/2$ с внешним полем и угол γ друг с другом. Будем считать, что внешнее магнитное поле пренебрежимо мало по сравнению с величиной магнитной индукции в доменах: $H \ll B$, т. е. $H \approx 0$.

Вид сбоку на доменную структуру показан на рис. 8, б. Ось Ox направлена параллельно поверхности пленки, а ось Oz — перпендикулярно поверхности.

Пусть пучок нейтронов с начальным спином «+» во внешнем магнитном поле падает на поверхность тонкой пленки на немагнитной подложке под малым углом скольжения θ_i . Далее нейтроны проходят без переворота спина в домен 1 с величиной магнитной индукции B . На границе раздела «воздух – домен 1» свойства среды вдоль оси Ox не меняются: $k_{ix}^+ = k_{1x}^+$. А меняются свойства среды вдоль оси Oz :

$$(k_{1z}^+)^2 = (k_{iz}^+)^2 - (V + \mu B) \frac{2m}{\hbar^2}. \quad (17)$$

При пересечении нейтронами доменной стенки с некоторой вероятностью происходит переворот спина «+–», при этом потенциальная энергия нейтронов изменяется на величину $-2\mu B$. Свойства среды вдоль доменной стенки не меняются:

$$k_{1z}^+ = k_{2z}^-. \quad (18)$$

А изменяется на малую относительную величину 10^{-3} скорость нейтронов в направлении параллельно плоскости пленки (перпендикулярно доменной стенке): $(k_{2x}^-)^2 = (k_{1x}^+)^2 + 2\mu B(2m/\hbar^2)$, где $2\mu B(2m/\hbar^2) \ll (k_{1x}^+)^2$. Затем нейтроны в домене 2 отражаются без переворота спина от немагнитной подложки и выходят через поверхность пленки также без переворота спина. Вдоль поверхности пленки свойства среды не меняются: $k_{fx}^{+-} = k_{2x}^-$. А в перпендикулярном поверхности направлении изменяется оптический потенциал среды:

$$(k_{fz}^{+-})^2 = (k_{2z}^-)^2 + (V - \mu B) \frac{2m}{\hbar^2}. \quad (19)$$

Из уравнения (19) с учетом условий (17) и (18) получим, что нейтроны с переворотом спина «+–» при прохождении через доменную стенку испытывают незеркальное отражение от пленки:

$$(\theta_f^{+-})^2 = \theta_i^2 - 2\mu B \lambda^2 \frac{2m}{\hbar^2}. \quad (20)$$

Подобное рассмотрение для спинового перехода «–+» дает выражение для угла незеркального отражения:

$$(\theta_f^{-+})^2 = \theta_i^2 + 2\mu B \lambda^2 \frac{2m}{\hbar^2}. \quad (21)$$

Можно видеть, что выражения (20) и (21) совпадают с выражениями (7) и (8) для случая отражения от однородной пленки в большом внешнем наклонном поле, если поменять местами спиновые переходы или знак магнитной индукции.

Если рассматривать нейтроны, которые прошли доменную стенку с переворотом спина и испытали преломление в немагнитной подложке с ядерным

потенциалом U , то получают следующие выражения для углов скольжения преломленных пучков:

$$(\theta_f^{+-})^2 = \theta_i^2 - (U + 2\mu B) \lambda^2 \frac{2m}{h^2}, \quad (22)$$

$$(\theta_f^{-+})^2 = \theta_i^2 - (U - 2\mu B) \lambda^2 \frac{2m}{h^2}. \quad (23)$$

Уравнения (22) и (23) также совпадают с уравнениями (10) и (11), если поменять местами спиновые переходы с переворотом спина или изменить на противоположный знак магнитной индукции.

Вектор магнитной индукции в домене 1 направлен под углом $\gamma/2$ к вектору внешнего магнитного поля, поэтому при отражении от поверхности или прохождении нейтронов с поверхности внутрь домена также с некоторой вероятностью происходит переворот спина нейтронов (рис. 8, *б*). Но так как величина внешнего поля мала ($H \approx 0$), то и пространственное расщепление согласно уравнениям (7), (8), (10) и (11) пренебрежимо мало. Нейтронные пучки с переворотом спина отражаются в том же направлении, что и без переворота спина.

Рассмотрим теперь экспериментальные данные [41]. Магнитная пленка $\text{Co}(2500 \text{ \AA})/\text{SiO}_2$ была исследована на рефлектометре EVA в Институте Лауэ–Ланжевена (Гренобль, Франция). В качестве поляризатора было использовано суперзеркало с поляризующей эффективностью 97%. Анализатором служил ^3He фильтр с поляризующей эффективностью 96%. Использовался монохроматический пучок с длиной волны нейтронов 5,5 Å. Образец намагничивался до насыщения в магнитном поле +2000 Э. Затем измерения проходили во внешнем магнитном поле 10 Э, приложенном параллельно поверхности образца. В состоянии остаточного намагничивания в пленке возникают домены в виде волнообразной ряби, когда полосы доменов с разным направлением магнитной индукции чередуются между собой. При этом полосы доменов направлены перпендикулярно приложенному внешнему магнитному полю и оси пучка, как на рис. 8, *а*. Угол между векторами внешнего магнитного поля и магнитной индукции в доменах равен $\gamma/2 = 15^\circ$, угол между векторами магнитной индукции в соседних доменах равен $\gamma = 30^\circ$.

На рис. 8, *б* показана геометрия эксперимента (вид сбоку). Средний размер домена вдоль пучка нейтронов составляет $\langle D \rangle = 14$ мкм. Отношение толщины пленки 2500 Å к среднему размеру домена 14 мкм дает угол $1,0^\circ$. Таким образом, все пучки нейтронов, которые преломляются в пленке под меньшими углами скольжения ($< 1,0^\circ$), пересекают доменную стенку. Пучки нейтронов, спин которых переворачивается в малом внешнем магнитном поле, как на рис. 8, *в*, отражаются и преломляются без пространственного расщепления.

На рис. 9 приведены двумерные карты интенсивности нейтронов в координатах (θ_i, θ_f) и $(p_i^2 - p_f^2, p_i^2 + p_f^2)$ для режимов измерения DU (рис. 9, *а, в*)

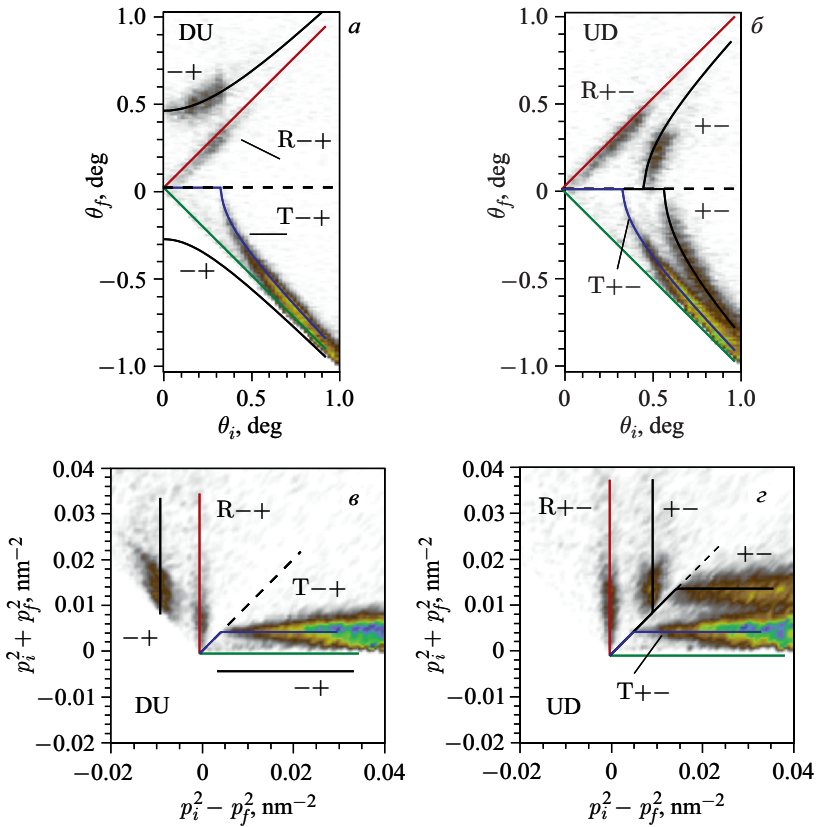


Рис. 9. Экспериментальные данные для расщепления пучка в доменной структуре в пленке $\text{Co}(2500 \text{ \AA})/\text{SiO}_2$ для фиксированной длины волны нейтронов $\lambda = 5,5 \text{ \AA}$: мода down-up (левая колонка) и мода up-down (правая колонка). Пучки с индексами «+-» и «-+» соответствуют расщеплению пучка с переворотом спина при пересечении доменных стенок. Индексами «R+-» и «R-+» обозначены отраженные пучки нейтронов, когда переворот спина произошел на поверхности пленки. Индексы «T+-» и «T-+» соответствуют преломленным пучкам нейтронов, когда переворот спина произошел на границе раздела пленки и подложки

и UD (рис. 9, б, г). Индексами «+-» и «-+» обозначены пучки нейтронов, которые испытали переворот спина в большой индукции B при прохождении через доменную стенку. Пучки нейтронов, испытавшие переворот спина при отражении от поверхности пленки в малом внешнем поле B_0 , обозначены как R-+ и R+-. Пучки нейтронов, испытавшие переворот спина нейтронов при пересечении поверхности и преломленные в немагнитной под-

ложке в малом внешнем магнитном поле B_0 , обозначены как $T - +$ и $T + -$. Преломленный пучок « $-+$ » был закрыт вместе с прямым пучком поглощающей пластиной из кадмия, поэтому его нет на картах интенсивности. Из экспериментальных данных на рис. 9, *в, г* была определена величина магнитной индукции в доменах: $B = (1,55 \pm 0,40)$ Тл. Ядерный потенциал подложки SiO_2 был рассчитан из табличных данных: $U = 95,3$ нэВ. Можно видеть, что рассчитанные по формулам (20)–(23) траектории пространственного расщепления с экспериментально определенным параметром магнитной индукции (сплошные линии) совпадают с экспериментальными. Более подробно экспериментальные результаты обсуждаются в работе [34].

2.4. Магнитно-неколлинеарные кластеры. Еще одним примером системы с внутренней магнитной анизотропией является пленка с магнитно-неколлинеарными кластерами. На рис. 10 показана геометрия эксперимента. Магнитная пленка на немагнитной подложке помещена во внешнее магнитное поле малой величины H , приложенное параллельно плоскости пленки. Магнитная индукция в пленке направлена в плоскости образца вдоль вектора внешнего магнитного поля. В пленке существуют магнитные кластеры, в которых вектор магнитной индукции B_1 направлен под углом к вектору магнитной индукции B в пленке. Нейтронный пучок падает на поверхность пленки под малым углом скольжения. Граница между магнитным кластером и остальной областью пленки расположена перпендикулярно направлению пучка нейтронов. Переворот спина происходит при пересечении нейтронами

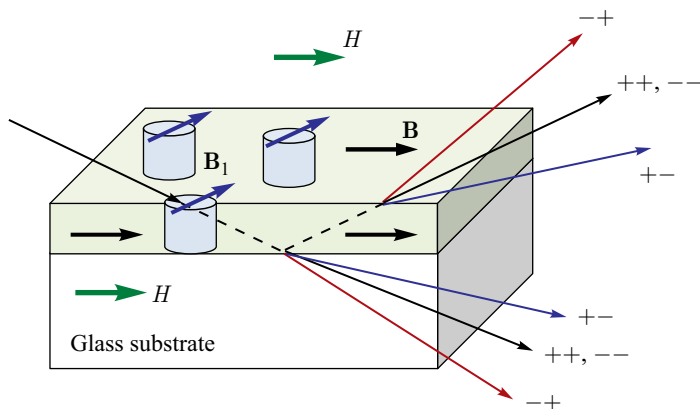


Рис. 10. Модель магнитно-неколлинеарных кластеров в пленке FeGd на стеклянной подложке. Нейтроны падают под малым углом скольжения на поверхность пленки и проходят через кластеры. Переворот спина происходит на перпендикулярной границе раздела «кластер–пленка». Пространственное расщепление пучка наблюдается при прохождении нейтронов через поверхность пленки (отражение) и через нижнюю границу раздела «пленка–подложка» (преломление)

границы раздела «кластер–пленка». Далее пучок нейтронов преломляется в немагнитной подложке или отражается от нижней стороны пленки и выходит через поверхность пленки в направлении отраженного пучка. Так как поворот спина происходит во внутреннем магнитном поле, то наблюдается большое пространственное расщепление аналогично геометрии доменной структуры на рис. 8, б.

Эксперимент был проведен на времяпролетном спектрометре поляризованных нейтронов СПН-2 импульсного реактора ИБР-2 (ЛНФ ОИЯИ, Дубна). Экспериментальная установка (см. рис. 5, а) содержит следующие основные элементы: поляризатор, первый спин-флиппер, электромагнит на месте образца, второй спин-флиппер, многощелевой анализатор на суперзеркалах, однокоординатный позиционно-чувствительный детектор. Был исследован образец $Gd(5 \text{ нм})/Fe(100 \text{ нм})//\text{стекло}$ (подложка) с размерами подложки 100 (вдоль пучка) \times 60 (ширина) \times 5 (толщина) мм. Поляризованный пучок «+» или «-» падал на поверхность пленки под углом скольжения $0,242^\circ$. Внешнее магнитное поле прикладывалось параллельно плоскости пленки, в которой около 4% площади поверхности занимали магнитные кластеры. Далее нейтроны отражались от пленки или преломлялись в подложке и регистрировались детектором. Образец насыщался сначала в большом внешнем магнитном поле +4500 Э, затем поле уменьшалось до +20 Э. После этого образец насыщался в отрицательном магнитном поле -4500 Э. Затем магнитное поле уменьшалось до -20 Э и потом уже медленно увеличивалось, начиная с +18 Э. Ширина петли гистерезиса пленки была измерена с помощью магнитооптического эффекта Керра (МОКЕ) и составила ± 175 Э. Первые экспериментальные данные приведены в работе [42]. Более подробно экспериментальная установка, экспериментальные результаты и их сравнение с другими магнитометрическими измерениями представлены в работе [43].

На рис. 11 показано двумерное распределение интенсивности нейтронов в зависимости от длины волны нейтронов и угла скольжения рассеянного пучка. Левая колонка соответствует режиму измерений UD, а правая — режиму DU. Верхний, средний и нижний ряд рисунка соответствуют приложенному внешнему магнитному полю 18, 163 и 277 Э. Индексами «+-», «-+», «++» и «--» обозначены пучки соответствующих спиновых переходов. Индексы 1, 2 и 3 обозначают направление соответственно зеркального отражения, плоскости образца и прямого пучка. На рис. 11, а для режима UD можно видеть пространственное расщепление пучка для спиновых переходов «+-» при отражении и преломлении. На рис. 11, б для режима DU можно наблюдать пространственное расщепление пучка для спиновых переходов «-+». Такая картина пространственного расщепления будет соответствовать картине пространственного расщепления в доменной структуре на рис. 9, а, б, если в уравнениях (20)–(23) поменять знак магнитной индукции, т. е. заменить B на $-B$. Это соответствует отрицательной намагниченности пленки, что под-

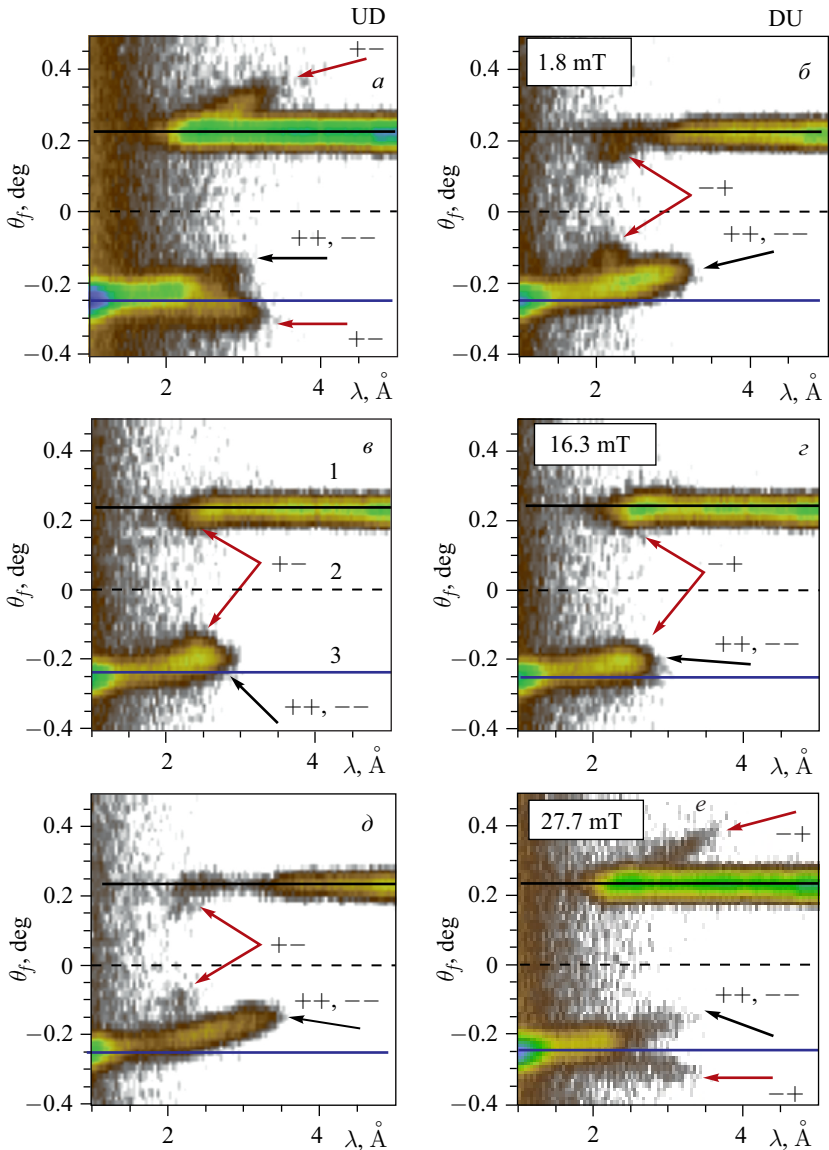


Рис. 11. Двумерное распределение интенсивности нейтронов как функция длины волны нейтронов и угла скольжения рассеянного пучка при фиксированном угле скольжения начального пучка $\theta_i = 0,242^\circ$. Левая и правая колонки соответствуют измерительным модам UD и DU. Верхний, средний и нижний ряды соответствуют внешнему приложенному полю 1,8, 16,3 и 27,7 мТл

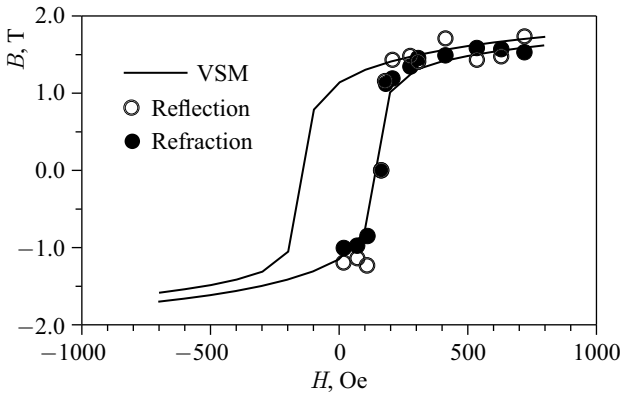


Рис. 12. Магнитная индукция в пленке, измеренная методом VSM (сплошная линия) и полученная из расщепления пучка при отражении (светлые символы) и преломлении (темные), как функция приложенного внешнего магнитного поля

тверждается петлей гистерезиса по данным МОКЕ. Во внешнем поле 163 Э (рис. 11, *в, з*) пространственное расщепление отсутствует. Это означает, что средняя по поверхности намагниченность пленки близка к нулю. Дополнительный анализ с помощью рефлектометрии поляризованных нейтронов показал, что в области зеркального отражения наблюдается максимальная вероятность переворота спина нейтронов. Это означает, что пленка находится в размагниченном неколлинеарном состоянии. Наконец, во внешнем магнитном поле 277 Э картина пространственного расщепления соответствует картине пространственного расщепления в доменной структуре на рис. 9, *а, б* и уравнениям (20)–(23).

Из экспериментальных данных, таких как на рис. 11, *а и е*, по формулам (20)–(23) была напрямую извлечена величина магнитной индукции B в предположении, что абсолютная величина магнитной индукции в кластерах равна величине магнитной индукции в пленке. На рис. 12 показана магнитная индукция в зависимости от величины приложенного внешнего магнитного поля. Сплошной линией показана петля гистерезиса для всего объема пленки, измеренная методом VSM (Vibrating Sample Magnetometer). Светлыми символами обозначена магнитная индукция, извлеченная из пространственного расщепления отраженного пучка, а темными символами — магнитная индукция, извлеченная из пространственного расщепления преломленного пучка. Можно видеть, что величина магнитной индукции, определенная макроскопическим методом VSM, совпадает с величиной, полученной из пространственного расщепления пучка. Таким образом, пространственное расщепление пучка является чувствительным методом исследования микромагнетизма.

В работе [43] показано, что вероятность переворота спина нейтронов уменьшается с увеличением внешнего магнитного поля и полностью исчезает во внешнем магнитном поле около 1500 Э. Это означает, что вектор магнитной индукции в магнитных кластерах поворачивается в направлении вектора внешнего магнитного поля и в поле 1500 Э становится коллинеарным внешнему полю. Из рефлектометрии поляризованных нейтронов сделана оценка, что площадь магнитных кластеров составляет около 4% от всей площади пленки. Фотографии, полученные на оптическом микроскопе с использованием техники Биттера (на поверхность пленки наносится коллоид с мелкими магнитными частицами), показали наличие магнитно-неколлинеарных кластеров размерами 0,3–0,7 мкм общей площадью около 5,5% от площади пленки.

Таким образом, пространственное расщепление пучка является прямым чувствительным методом исследования магнитно-неколлинеарных микроструктур, поскольку в незеркальной области находятся только нейтроны с переворотом спина определенного спинового перехода. В данном случае резко снижается фон, что увеличивает отношение сигнал/фон и тем самым улучшает качество экспериментальных данных.

3. НЕЙТРОННЫЙ СПИНОВЫЙ РЕЗОНАНС

Нейтронный спиновый резонанс наблюдается, когда нейтроны проходят через осциллирующее магнитное поле и приложенное под углом к нему постоянное магнитное поле. Это явление было рассмотрено теоретически в работах [44, 45]. Нейтронный спиновый резонанс был использован для экспериментального определения магнитного момента нейтрона [46] и создания резонансного спин-флиппера [47].

Нейтронный спиновый резонанс в веществе был рассмотрен теоретически в работах [48, 49] и впервые наблюдался экспериментально в работе [50]. Теоретические исследования магнитных слоистых структур, помещенных в скрещенные постоянное и осциллирующее магнитные поля, были проведены в работах [51–53]. Было показано, что использование осциллирующего поля повышает точность определения величины индукции магнитного поля в многослойных пленках, если измерять коэффициенты отражения и пропускания с переворотом спина нейтронов.

В работе [50], кроме нейтронного спинового резонанса в веществе, наблюдалось и незеркальное отражение нейтронов от магнитной пленки. При этом величина пространственного расщепления соответствовала передаче и поглощению нейтронами кванта энергии осциллирующего магнитного поля. В работе [49] было предложено использовать спиновый нейтронный резонанс в веществе для создания спин-флипперов с резкими границами, а пространственное когерентное расщепление пучка — для нейтронного интерферометра.

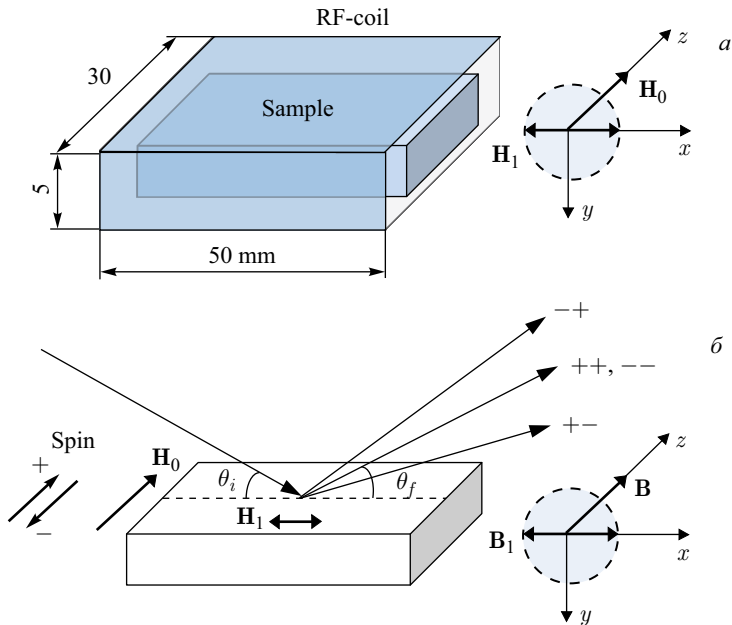


Рис. 13. Схема эксперимента по нейтронному спиновому резонансу: а) геометрия радиочастотной катушки; б) геометрия отражения пучка нейтронов от образца

Далее мы кратко рассмотрим результаты по спиновому резонансу. Эксперимент был проведен на рефлектометре NREX (реактор FRM II, Гархинг, Германия). Использовался поляризованный пучок нейтронов с постоянной длиной волны $4,26 \text{ \AA}$ и разрешением по длине волны 1% — полная ширина на половине высоты (FWHM). Угол скольжения начального пучка был равен $\theta_i = 0,4^\circ$, угловая расходимость коллимированного начального пучка составляла $0,006^\circ$. Образец представлял собой магнитную пленку из пермаллоя толщиной 500 нм , напыленную на кремниевую подложку размерами $25 \times 25 \times 1 \text{ мм}$. Пермаллой (Py) представляет собой магнитный сплав $\text{Fe}(20,6 \text{ ат. \%})\text{Ni}(79,4 \text{ ат. \%})$.

Геометрия эксперимента показана на рис. 13. Образец помещался внутри радиочастотной катушки, которая генерировала осциллирующее магнитное поле $H_1(t) = H_1 \cos(\omega t)$ параллельно плоскости пленки в направлении пучка нейтронов (рис. 13, а). Амплитуда осциллирующего магнитного поля равна $H_1 = 10 \text{ Э}$, частота поля изменялась в интервале $28\text{--}30 \text{ МГц}$. Также параллельно плоскости пленки, но перпендикулярно пучку и плоскости рассеяния нейтронов было приложено постоянное магнитное поле $H_0 = 20 \text{ Э}$. Поляризованный пучок со спином «+» или «-» под углом скольжения θ_i падал на по-

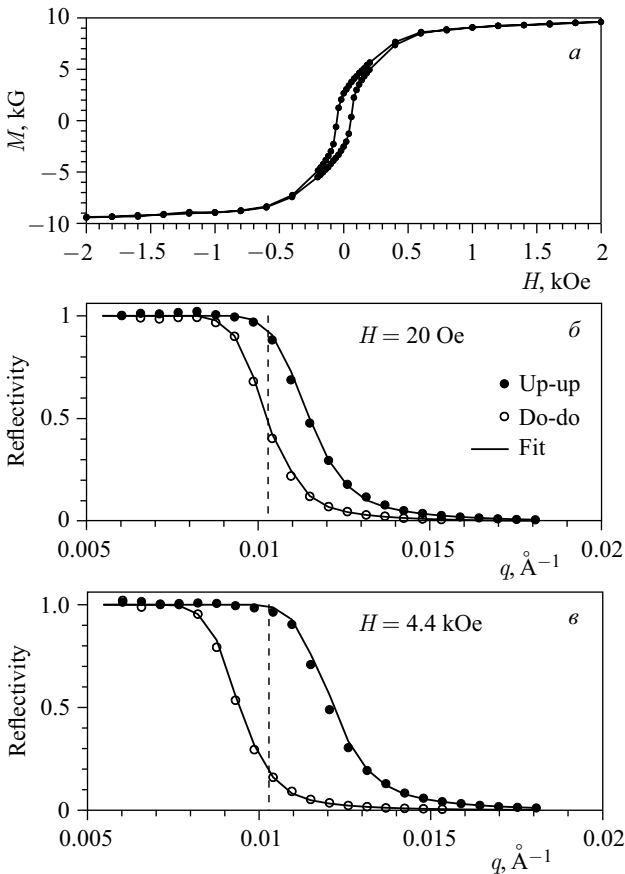


Рис. 14. Характеризация пленки из пермаллоя (500 нм). *а*) Петля гистерезиса, измеренная методом VSM data. *б*) Коэффициенты отражения поляризованных нейтронов в малом внешнем поле 20 Э. Точки — экспериментальные данные, сплошная линия — подгонка. Штриховая линия соответствует значению перпендикулярного волнового вектора, при котором проведены эксперименты по спиновому резонансу нейтронов. *в*) Коэффициенты отражения поляризованных нейтронов в большом внешнем поле 4,4 кЭ

верхность пленки и отражался под углом скольжения θ_f (рис. 13, б). Отраженный пучок регистрировался двухкоординатным позиционно-чувствительным детектором.

Характеристики образца сначала были исследованы дополнительными методами. Петля гистерезиса, измеренная методом VSM, показана на рис. 14, *а*. Можно видеть, что пленка во внешнем магнитном поле 2 кЭ имеет

намагниченность насыщения $M = 9,5$ кГс. На рефлектометре поляризованных нейтронов PRISM (реактор ORPHEE, LLB, Сакле, Франция) были измерены коэффициенты отражения (рис. 14, б, в). Использовался монохроматический поляризованный пучок нейтронов с длиной волны $4,0 \text{ \AA}$ ($0,37 \text{ \AA}$ FWHM) и угловой расходимостью $0,04^\circ$. Сплошной линией показана подгонка экспериментальных данных с помощью программы SimulReflec [39]. Штриховой линией обозначена величина $q = 2\pi \sin(\alpha_i)/\lambda = 0,01025 \text{ \AA}^{-1}$, при которой был проведен эксперимент с осциллирующим полем на рефлектометре NREX. В малом внешнем магнитном поле 20 Э (рис. 14, б) определенная из подгонки величина намагниченности составила $M = 4,0$ кГс. В большом внешнем магнитном поле $4,4 \text{ кЭ}$ (рис. 14, в) была определена намагниченность $M = 9,5$ кГс, что соответствует намагниченности насыщения. Метод рефлектометрии поляризованных нейтронов дает значение намагниченности, усредненное по всем направлениям вектора намагниченности и по всей поверхности пленки. В состоянии магнитного насыщения все векторы намагниченности выстроены в одном направлении, что приводит к максимальной намагниченности.

Рассмотрим теперь результаты эксперимента по нейтронному спиновому резонансу в пленке. На рис. 15 показана интенсивность зеркально отраженных нейтронов для моды измерения UP (левая колонка) и DO (правая колонка). Верхний ряд соответствует суммарной интенсивности зеркального пучка, а нижний — интенсивности в максимуме зеркального пучка. Время измерения составляло 10 с на одну точку. Можно видеть минимумы интенсивности, которые соответствуют частоте резонанса $f_{\text{res}} = 26,2 \text{ МГц}$ с относительной шириной минимума $\Delta f/f_{\text{res}} = 7,7\%$ (FWHM). Резонанс происходит, когда частота ларморовской прецессии $f_L = \gamma_n B$ равна частоте осциллирующего магнитного поля: $f_{\text{res}} = f_L$. Отсюда можно напрямую определить магнитную индукцию пленки: $B = 9,0$ кГс. Эта величина соответствует намагниченности насыщения, хотя пленка находится в ненасыщенном состоянии в малом постоянном внешнем поле 20 Э . Данный экспериментальный факт говорит о том, что нейтронный спиновый резонанс в веществе позволяет напрямую определять величину магнитной индукции в отдельном домене даже в макроскопическом ненасыщенном состоянии пленки.

Отличие метода спинового нейтронного резонанса от макроскопических методов состоит в следующем. Макроскопическим методом МОКЕ на основе эффекта Керра можно измерять относительную величину намагниченности поверхностного слоя. Это простой и быстрый способ измерения петли гистерезиса, но он не дает абсолютной величины намагниченности. Метод VSM позволяет измерять абсолютную величину магнитной индукции в объеме, но для этого нужно точно знать объем магнитной пленки и проводить калибровочные измерения со стандартным образцом. Так как сечение катушки магнитометра мало, то и образцы должны быть малых размеров порядка $5 \times 5 \text{ мм}$.

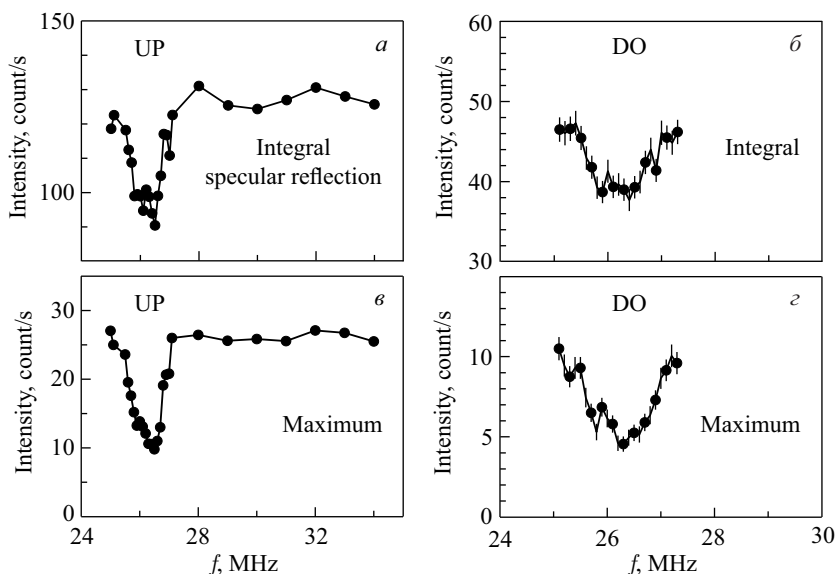


Рис. 15. Интенсивность зеркально отраженных нейтронов в зависимости от частоты радиочастотного поля. Левая и правая колонки соответствуют модам UP и DO. Верхний ряд — интенсивность, проинтегрированная по углу скольжения отраженного пучка, нижний ряд — интенсивность в максимуме пика отраженного пучка

Часто бывает так, что для измерений на вибромагнитометре нужно отрезать небольшую часть от имеющегося уже большого образца порядка 20×20 мм. Если подложка очень твердая, например, из сапфира, то от него откалывается кусочек неправильной формы. Конечно, существуют программы оцифровки изображения, с помощью которых можно определить площадь поверхности образца неправильной формы. Но все равно, точное знание объема пленки может представлять собой некую проблему. Еще одна проблема — случай неоднородной пленки с несколькими разными доменами с различной магнитной индукцией и неизвестной объемной долей от всего объема пленки. Наверное, на петле гистерезиса можно будет наблюдать ступеньки магнитной индукции, но точную абсолютную величину будет определить сложно.

А метод спинового нейтронного резонанса является микроскопическим. С его помощью можно определить абсолютную величину магнитной индукции в отдельных доменах. При этом не нужно знать объем пленки и не надо намагничивать пленку до насыщения. Если в неоднородной пленке есть домены с разной величиной индукции, то с помощью данного метода можно будет определить несколько величин магнитной индукции.

Как нам представляется, спиновый нейтронный резонанс может быть перспективным методом исследования магнитной структуры неоднородных пленок на микроскопическом уровне.

4. КАНАЛИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

Магнитные материалы, которые содержат редкоземельные элементы, активно используются для развития новых методов магнитной записи и перемагничивания [54]. Требования компактности электронных приборов приводят к тому, что магнитные материалы в них используются в виде тонких пленок, намагниченность насыщения которых составляет порядка 100 Гс. Обычная чувствительность рефлектометрии к намагниченности составляет порядка нескольких сотен гаусс. Чтобы получить чувствительность в десятки гаусс, необходимо иметь малую статистическую ошибку экспериментальных данных. А для этого потребуется время измерения около 100 ч. Приемлемое время измерений составляет порядка 10 ч, поэтому поиск новых, более чувствительных методов исследования слабомагнитных пленок является актуальной задачей.

В работе [55] мы предложили новый метод определения слабой намагниченности пленки, который назвали каналированием поляризованных нейтронов. Цель эксперимента состояла в том, чтобы с помощью каналирования поляризованных нейтронов напрямую определить слабую намагниченность слоя $TbCo_5$ и показать, что чувствительность этого метода выше, чем чувствительность стандартной рефлектометрии поляризованных нейтронов.

Принцип метода каналирования поляризованных нейтронов в плоском волноводе состоит в следующем. Исследуемый магнитный слой с низким ядерным потенциалом и слабой намагниченностью помещается между двух немагнитных слоев с высоким ядерным потенциалом (рис. 16, *a*). Поляризованный пучок нейтронов падает на поверхность волновода под малым углом скольжения, туннелирует через тонкий верхний слой в средний слой шириной d и полностью отражается от толстого нижнего слоя (рис. 16, *b*). Далее часть нейтронов туннелирует через тонкий верхний слой и выходит наружу из волновода. Другая часть нейтронов отражается от тонкого верхнего слоя и возвращается обратно в волноводный слой. Испытывая многократные отражения от внешних слоев, нейтронная волна распространяется в среднем слое вдоль плоскости пленки как в канале. Поэтому данное явление называют каналированием. Нейтронная волна затем выходит из торца канала в виде расходящегося микропучка, который регистрируется детектором. Неполяризованный микропучок из плоского волновода был получен в работе [56], а поляризованный — в работе [57]. Начальная ширина микропучка на выходе из волновода равна ширине канала d , а его конечная ширина на не-

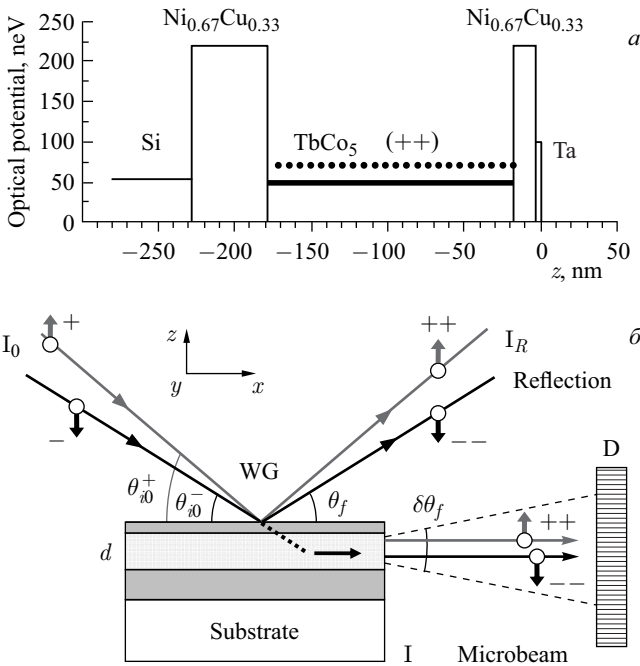


Рис. 16. Плоский нейтронный волновод. *a*) Нейтронно-оптический потенциал образца как функция координаты z перпендикулярно поверхности образца. *б*) Геометрия эксперимента: I_0 — начальный поляризованный пучок нейтронов; WG — волновод; I — микропучок нейтронов на выходе из торца волновода; D — позиционно-чувствительный детектор

котором расстоянии от волновода определяется условиями френгоферовой дифракции нейтронной волны на узкой щели: $\delta\theta \sim \lambda/d$, где $\delta\theta$ — угловая расходимость микропучка, λ — длина волны нейтронов. Зависимость угловой расходимости микропучка от длины волны нейтронов была экспериментально измерена в работе [58].

Во время распространения волны в канале нейтронная плотность испытывает экспоненциальное затухание $\exp(-x/x_e)$ с параметром, который называется длиной каналирования x_e . Он означает, что при прохождении волной в канале расстояния x_e нейтронная плотность уменьшается в e раз. Теория каналирования нейтронов в плоских волноводах была развита в работе [59]. Экспериментально длина каналирования была определена в работах [60, 61] и составила порядка нескольких миллиметров.

В процессе многократного отражения нейтронной волны внутри канала происходит резонансное усиление нейтронной плотности при некоторых ус-

ловиях для фазы волновой функции нейтронов $\Phi = 2\pi n$, где целое число $n = 0, 1, 2, \dots$ является порядковым номером резонанса. Теория нейтронных резонансов в многослойных структурах описана в работе [62]. Фаза нейтронной волны в волноводном слое сильно зависит от ширины канала, угла скольжения начального пучка, длины волны нейтронов, оптических потенциалов слоев. Слабее фаза нейтронной волны зависит от толщин внешних слоев. Внутри магнитного канала с индукцией B потенциальная энергия нейтронов $\pm\mu B$ зависит от поляризации пучка «+» и «-». Потенциальная энергия нейтронов во внешнем магнитном поле равна $\pm\mu H$. Условия резонанса приводят к тому, что для поляризованного пучка с фиксированной длиной волны нейтронов значения начальных углов скольжения для начальных поляризаций «+» и «-» отличаются друг от друга: $\theta_{in}^+ \neq \theta_{in}^-$. Из теории резонансов [62] следует, что для резонанса порядка $n = 0$ можно напрямую определить величину намагниченности M в магнитном канале, зная величину углов скольжения начального пучка θ_{i0}^+ и θ_{i0}^- :

$$M = \frac{\hbar^2}{4\mu m} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 [\sin^2(\theta_{i0}^+) - \sin^2(\theta_{i0}^-)]. \quad (24)$$

Рассмотрим экспериментальные данные [55]. Эксперимент был проведен на рефлектометре NREX (реактор FRM II, Гархинг, Германия). Использовался поляризованный пучок нейтронов с постоянной длиной волны 4,26 Å и разрешением по длине $\delta\lambda/\lambda = 1,5\%$ (FWHM). Угловая расходимость входного пучка составляла 0,1 мрад, поляризующая эффективность поляризатора — 99%, поляризующая эффективность анализатора — 97%. Перед образцом использовался спин-флиппер Мезея. Микроручок регистрировался газовым ^3He двухкоординатным позиционно-чувствительным детектором. Исследовался магнитный слой TbCo₅ со слабой намагниченностью насыщения 220 Гс. Волновод представлял собой структуру Ta(3 нм)/Ni_{0,67}Cu_{0,33}(15 нм)/TbCo₅(150 нм)/Ni_{0,67}Cu_{0,33}(50 нм)//Si(подложка). Внешние слои Ni_{0,67}Cu_{0,33} являются немагнитными при комнатной температуре. Внешнее магнитное поле прикладывалось параллельно плоскости пленки.

На рис. 17, а показан коэффициент отражения нейтронов спинового состояния «--» в приложенном внешнем поле 4,5 кЭ. Точками показаны экспериментальные данные, а сплошной линией — результат подгонки. Коэффициенты отражения с переворотом спина нейтронов «+-» и «-+» были равны нулю, а коэффициент отражения «++» близок к коэффициенту отражения «--». Так как коэффициенты отражения нейтронов с переворотом спина нейтронов равны нулю, то можно сделать вывод, что намагниченность среднего слоя направлена точно вдоль вектора напряженности внешнего магнитного поля. На рис. 17, б представлена спиновая асимметрия коэффициентов отражения нейтронов, где точки — экспериментальные данные, а сплошная

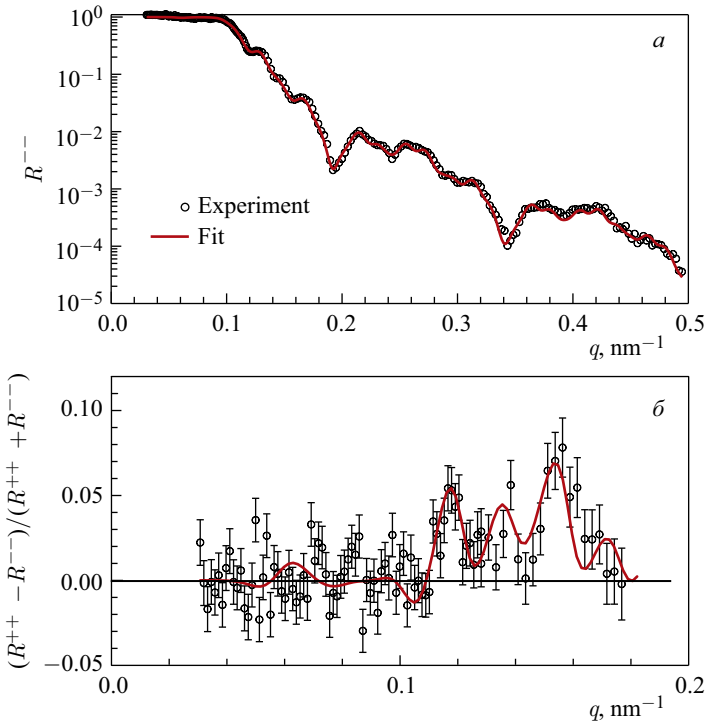


Рис. 17. *а)* Коэффициент отражения «--» от волноводной структуры в зависимости от компоненты волнового вектора, перпендикулярной плоскости образца. Точки — эксперимент, линия — подгонка. *б)* Спиновая асимметрия коэффициентов отражения нейтронов от волноводной структуры в зависимости от компоненты волнового вектора, перпендикулярной плоскости образца

линия — результат подгонки. Можно заметить, что спиновая асимметрия мала и не превышает величину 0,08.

На рис. 18 показана интенсивность микропучка нейтронов резонанса порядка $n = 0$ для спиновых состояний «++» (светлые символы) и «--» (темные символы) как функция угла скольжения начального пучка при приложении внешнего поля 70 Э, 1,0, 3,4 и 4,5 кЭ. Так как пленка однородно намагничена в направлении внешнего поля, то анализатор можно и не использовать (данные на рис. 18, *з*). Можно видеть, что расхождение пиков для двух начальных поляризаций увеличивается с ростом величины напряженности внешнего магнитного поля. Для самого большого внешнего приложенного поля 4,5 кЭ расхождение пиков максимально. Поляризация микропучка в этом поле меняется от нуля до 0,8 при одинаковом угле скольжения начального пучка. В районе максимумов пиков поляризация составляет 0,25,

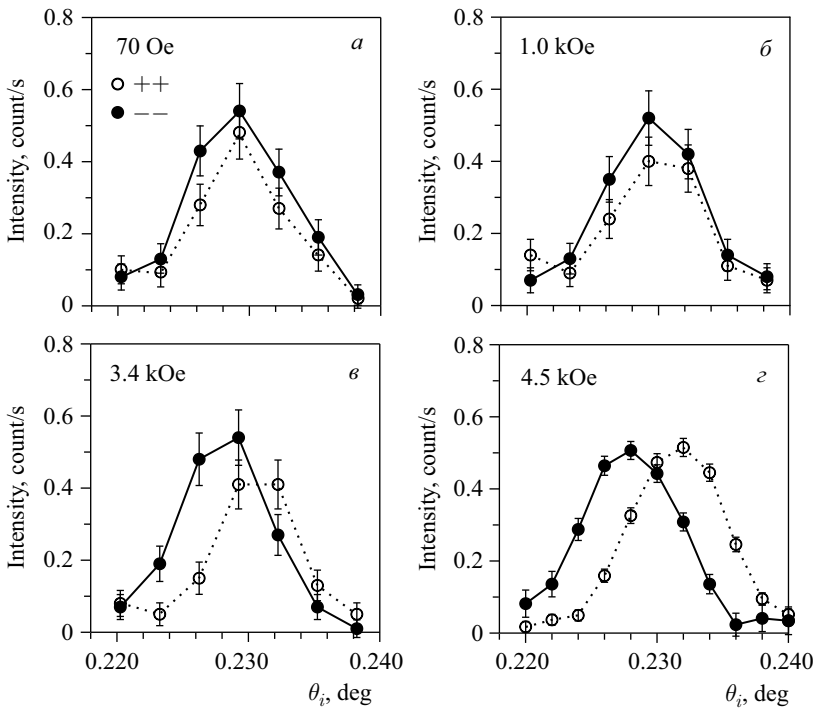


Рис. 18. Интенсивность микропучка в зависимости от угла скольжения начального пучка при значениях внешнего магнитного поля: а) 70 Э; б) 1,0 кЭ; в) 3,4 кЭ; г) 4,5 кЭ. Светлые символы соответствуют спиновому состоянию «++», а темные — состоянию «--»

что значительно выше, чем величина спиновой асимметрии коэффициентов отражения. Из эксперимента были определены значения положения пиков микропучков по углу скольжения начального пучка, которые использовались для прямого расчета намагниченности слоя TbCo_5 по формуле (24).

На рис. 19 показана величина намагниченности слоя TbCo_5 в зависимости от величины напряженности внешнего магнитного поля. Сплошной линией показана подгонка экспериментальных точек линейной функцией по методу наименьших квадратов. Положение пиков микропучков можно определить с точностью порядка $\delta\alpha_i/\alpha_i = 10^{-2}$. Из этого следует, что значение намагниченности определяется с точностью порядка нескольких процентов. При этом не нужно знать толщину магнитной пленки, как для метода VSM. Время измерения одной точки в методе каналирования составляет порядка нескольких часов, что является приемлемым для нейтронного эксперимента. Так как большинство материалов с редкоземельными элементами имеют низкий ядер-

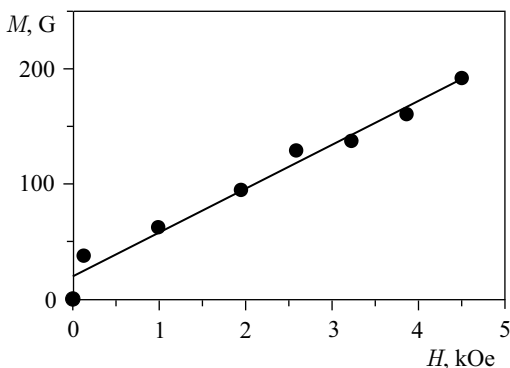


Рис. 19. Определенная методом каналирования поляризованных нейтронов намагниченность пленки $TbCo_5$ в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля (точки — эксперимент, линия — подгонка линейной функцией по методу наименьших квадратов)

ный потенциал, то их можно использовать в качестве среднего волноводного слоя в методе каналирования. Внешние слои $Ni_{0,67}Cu_{0,33}$ с высоким оптическим потенциалом при комнатной температуре являются немагнитными, поэтому не влияют на магнитный слой при изменении внешнего магнитного поля. Но при температуре ниже комнатной слои $Ni_{0,67}Cu_{0,33}$ становятся магнитными и начинают влиять на положение резонансов микропучка. Это является ограничением метода каналирования. Несмотря на то, что для метода каналирования поляризованных нейтронов необходимо изготавливать довольно сложную волноводную структуру, мы считаем, что сам метод является прямым, чувствительным, простым для обработки данных и может найти применение для довольно широкого класса слабомагнитных пленок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре рассмотрены нейтронные методы прямого определения магнитной индукции в пленках, которые недоступны для стандартной рефлектометрии поляризованных нейтронов. С помощью метода ларморовской прецессии спина нейтронов можно извлекать величину и направление магнитной индукции, усредненные по толщине магнитной пленки порядка 10 мкм. Для этого необходимо знать толщину пленки. Более общий метод деполяризации нейтронов позволяет определить дисперсию магнитной индукции в случае неоднородностей в пленке.

Методом зеемановского пространственного расщепления пучка нейтронов можно определить величину магнитной индукции в магнитно-неколлинеарной пленке на отдельных границах раздела. Метод является уникальным

для исследования границ раздела магнитных сред, находящихся на некоторой глубине от поверхности. Также метод пространственного расщепления пучка позволяет определять величину магнитной индукции в магнитно-неколлинеарных нанокластерах и доменах. В этом случае он является чувствительным методом исследования микромагнетизма, так как нейтроны с переворотом спина в большом внутреннем магнитном поле находятся в незеркальной области с низким уровнем фона. Для метода расщепления не нужно знать толщину пленки и ее площадь.

Нейтронный спиновый резонанс в веществе определяет величину магнитной индукции в индивидуальном домене даже в ненасыщенном состоянии всей пленки, в то время как рефлектометрия поляризованных нейтронов усредняет величину намагниченности по ансамблю доменов на поверхности пленки. Для метода нейтронного спинового резонанса толщину пленки и площадь поверхности знать не нужно, как для макроскопических методов магнитометрии. Нейтронный спиновый резонанс может стать перспективным микроскопическим методом исследования магнитно-неоднородных пленок.

Каналирование поляризованных нейтронов является чувствительным резонансным методом, с помощью которого за стандартное время измерений можно определить малую величину намагниченности пленки порядка 10 Гс. Такие слабомангнитные пленки, содержащие редкоземельные элементы, широко используются при создании новых методов магнитной записи и перемангничивания. В отличие от макроскопических методов магнитометрии, каналирование поляризованных нейтронов не требует знания объема вещества, намагниченность которого измеряется.

Благодарности. Авторы благодарят В. Л. Аксенова и Ю. В. Никитенко за полезные обсуждения и интерес к теме исследований. Работа выполнена при поддержке научного проекта ОИЯИ–Румыния № 209/10.04.2107, п. 60 и 61.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fermon C., Ott F., Menelle A.* Neutron Reflectivity // X-Ray and Neutron Reflectivity: Principles and Applications / Ed. by J. Daillant and A. Gibaud. Springer Lecture Notes in Phys. Berlin, 1999. P. 163–195.
2. *Fitzsimmons M. R., Bader S. D., Borchers J. A., Felcher G. P., Furdyna J. K., Hoffmann A., Kortright J. B., Schuller I. K., Schulthess T. C., Sinha S. K., Toney M. F., Weller D., Wolf S.* Neutron Scattering Studies of Nanomagnetism and Artificially Structured Materials // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 271. P. 103–146.
3. *Majkrzak C. F., O'Donovan K. V., Berk N. F.* Polarized Neutron Reflectometry // Neutron Scattering from Magnetic Materials / Ed. by T. Chatterji. Amsterdam: Elsevier, 2006. P. 397–471.
4. *Zabel H., Theis-Bröhl K., Toperverg B. P.* Polarized Neutron Reflectivity and Scattering from Magnetic Nanostructures and Spintronic Material // Handbook of Magnetism and

- Advanced Magnetic Materials / Ed. by H. Kronmüller and S. Parkin. New York: Wiley, 2007. V. 12. P. 1237.
5. *Toperverg B.* Polarized Neutron Reflectometry of Magnetic Nanostructures // *Phys. Met. Metallogr.* 2015. V. 116. P. 1337–1375.
 6. *Kentzinger E., Rücker U., Toperverg B., Ott F., Brückel Th.* Depth-Resolved Investigation of the Lateral Magnetic Correlations in a Gradient Nanocrystalline Multilayer // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 77. P. 104435.
 7. *Pannetier M., Ott F., Fermon C., Samson Y.* Surface Diffraction on Magnetic Nanostructures in Thin Films Using Grazing Incidence SANS // *Physica B.* 2003. V. 335. P. 54–58.
 8. *Fermon C., Ott F., Gilles B., Marty A., Menelle A., Samson Y., Legoff G., Francinet G.* Towards a 3D Magnetometry by Neutron Reflectometry // *Physica B.* 1999. V. 267–268. P. 162–167.
 9. *Жерненко М. Н., Аксенов В. Л., Клишко С., Лаутер-Пасюк В. В., Лаутер Х., Топереверг Б. П., Милев М. А., Ромашев Л. Н., Устинов В. В.* Рефлектометрия с ларморовской прецессией для исследования многослойных структур // *Кристаллография.* 2008. Т. 53. С. 334–341.
 10. *Jernenkov M., Klimko S., Lauter-Pasyuk V., Toperverg B. P., Milyaev M., Romashev L., Ustinov V., Lauter H., Aksenov V.* Larmor Precession Reflectometry for Magnetic Film Studies // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2008. V. 586. P. 116–118.
 11. *Jernenkov M., Lauter H., Lauter-Pasyuk V., Toperverg B., Klimko S., Gähler R.* Angular Encoding with Larmor Precession // *Physica B.* 2005. V. 357. P. 94–97.
 12. *Jernenkov M., Klimko S., Lauter-Pasyuk V., Lauter H., Aksenov V., Toperverg B.* Magnetization of Magnetic Films Determined with Larmor Pseudo-Precession and Spin-Echo // *Physica B.* 2006. V. 385. P. 471–474.
 13. *Halpern O., Holstein T.* On the Passage of Neutrons through Ferromagnets // *Phys. Rev.* 1941. V. 59. P. 960.
 14. *Rekvelde M. Th.* Study of Ferromagnetic Bulk Domains by Neutron Depolarization in Three Dimensions // *Z. Phys.* 1973. V. 259. P. 391–410.
 15. *Kraan W., Rekvelde M. Th.* Calculation of Neutron Depolarization in a Uniaxial Ferromagnet // *J. Magn. Magn. Mater.* 1978. V. 8. P. 168–174.
 16. *Dokukin E. B., Korneev D. A., Loebner W., Pasjuk V. V., Petrenko A. V., Rzany H. E.* Neutron Depolarization Study of Static Magnetization Fluctuations in Ferromagnets // *J. Phys.* 1988. V. 49, No. C8. P. 2073–2074.
 17. *Krezhov K., Lilkov V., Konstantinov P., Korneev D.* Wavelength-Dependent Neutron Depolarization Studies of the Domain Structure in Ferromagnetic Amorphous Alloys // *J. Phys.: Condens. Matter.* 1993. V. 5. P. 9277–9286.
 18. *Thibaudeau P., Ott F., Thiaville A., Dubuget V., Duverger F.* Probing Magnetic Domain Wall Profiles by Neutron Spin Precession // *Europhys. Lett.* 2011. V. 93. P. 37003.

19. *Rekvelde M.Th., Kraan W.* Single Domain Wall Chirality Studies Using Polarised Neutrons // *J. Magn. Magn. Mater.* 2013. V. 329. P. 105–117.
20. *Korneev D. A., Pasyuk V. V., Petrenko A. V., Jankovski H.* Absorbing Sublayers and Their Influence on the Polarizing Efficiency of Magnetic Mirrors // *Nucl. Instr. Meth. B.* 1992. V. 63. P. 328–332.
21. *Korneev D. A.* A New Spin-Flipper with a Prolonged Working Area for Nonmonochromatic Neutron Beams // *Nucl. Instr. Meth.* 1980. V. 169. P. 65–68.
22. *Korneev D. A., Kudriashov V. A.* Experimental Determination of the Characteristics of a Spin-Flipper with a Prolonged Working Area // *Nucl. Instr. Meth.* 1981. V. 179. P. 509–513.
23. *Grigoriev S. V., Okorokov A. I., Runov V. V.* Peculiarities of the Construction and Application of a Broadband Adiabatic Flipper of Cold Neutrons // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1997. V. 384. P. 451–456.
24. *Фатеев О. В., Черемухина Г. А., Черненко С. П., Заневский Ю. В., Лаутер Х., Лаутер В. В., Кожевников С. В., Никитенко Ю. В., Петренко А. В.* Позиционно-чувствительный детектор для спектрометра поляризованных нейтронов // *ПТЭ.* 2001. Т. 2. С. 5–12.
25. *Аксенов В. Л., Жерненков К. Н., Кожевников С. В., Лаутер Х., Лаутер-Пасюк В., Никитенко Ю. В., Петренко А. В.* Спектрометр поляризованных нейтронов РЕМУР на импульсном реакторе ИБР-2. Сообщ. ОИЯИ Д13-2004-47. Дубна, 2004. 34 с.
26. *Игнатович В. К.* Деполяризация ультрахолодных нейтронов при преломлении и отражении на поверхности магнитных пленок // *Письма в ЖЭТФ.* 1978. Т. 28. С. 311–314.
27. *Felcher G. P., Adenwalla S., de Haan V. O., van Well A. A.* Zeeman Splitting of Surface-Scattered Neutrons // *Nature.* 1995. V. 377. P. 409–410.
28. *Felcher G. P., Adenwalla S., de Haan V. O., van Well A. A.* Observation of the Zeeman Splitting for Neutrons Reflected by Magnetic Layers // *Physica B.* 1996. V. 221. P. 494–499.
29. *Korneev D. A., Pasyuk V. V., Petrenko A. V., Jankovski H.* Absorbing Sublayers and Their Influence on the Polarizing Efficiency of Magnetic Mirrors // *Nucl. Instr. Meth. B.* 1992. V. 63. P. 328–332.
30. *Aksenov V. L., Dokukin E. B., Kozhevnikov S. V., Nikitenko Yu. V., Petrenko A. V., Schreiber J.* Refraction of Polarized Neutrons in a Magnetically Non-Collinear Layer // *Physica B.* 1997. V. 234–236. P. 513–515.
31. *Kozhevnikov S. V.* Spin-Flip and Beam-Splitting of Polarized Neutrons Transmitted through a Co Film on Glass // *Physica B.* 2000. V. 283. P. 333–335.
32. *Aksenov V. L., Kozhevnikov S. V., Nikitenko Yu. V.* Refraction of Polarized Neutrons on Boundaries of a Magnetic Film // *Physica B.* 2000. V. 276–278. P. 958–959.
33. *Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V., Kozhevnikov S. V.* Spin-Flip Spatial Neutron Beam-Splitting in Magnetic Media // *Physica B.* 2001. V. 297. P. 94–100.

34. *Kozhevnikov S. V., Ott F., Radu F.* Data Representations of Zeeman Spatial Beam Splitting in Polarized Neutron Reflectometry // *J. Appl. Crystallogr.* 2012. V. 45. P. 814–825.
35. *Pleshanov N. K.* Neutrons at the Boundary of Magnetic Media // *Z. Phys. B.* 1994. V. 94. P. 233–243.
36. *Nikitenko Yu. V., Ul'yanov V. A., Pusenkov V. M., Kozhevnikov S. V., Jernenkov K. N., Pleshanov N. K., Peskov B. G., Petrenko A. V., Proglyado V. V., Syromyatnikov V. G., Schebetov A. F.* Fan Analyzer of Neutron Beam Polarization on REMUR Spectrometer at IBR-2 Pulsed Reactor // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2006. V. 564. P. 395–399.
37. *Aksenov V. L., Fredrikze H., Kozhevnikov S. V., Nikitenko Yu. V., Rekveldt M. Th., Schreiber J.* Observation of Spatial Splitting of a Polarized Neutron Beam as It Is Refracted on the Interface of Two Magnetically Non-Collinear Media. *JINR Commun.* E14-98-85. Dubna, 1998. 4 p.
38. *Kozhevnikov S. V., Ott F., Radu F.* Neutron Methods for the Direct Determination of the Magnetic Induction in Thick Films // *J. Magn. Magn. Mater.* 2016. V. 402. P. 83–89.
39. *SimulReflec.* 2010. <http://www-llb.cea.fr/prism/programs/programs.html>.
40. *Ott F., Kozhevnikov S. V.* Off-Specular Data Representations in Neutron Reflectivity // *J. Appl. Crystallogr.* 2011. V. 44. P. 359–369.
41. *Radu F., Leiner V., Westerholt K., Zabel H., McCord J., Vorobiev A., Major J., Jullien D., Humblot H., Tasset F.* Magnetic Induction and Domain Walls in Magnetic Thin Films at Remanence // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2005. V. 17. P. 1711–1718.
42. *Aksenov V. L., Kozhevnikov S. V., Nikitenko Yu. V., Lauter H.* Reflection and Refraction of Spin-Flip Neutrons in Fe–Gd Structure // *Physica B.* 2000. V. 276–278. P. 179–180.
43. *Kozhevnikov S. V., Ott F., Semenova E. M.* Neutron Zeeman Beam-Splitting Method for the Investigation of Magnetic Nanostructures // *Physica B.* 2017. V. 508. P. 12–21.
44. *Rabi I. I.* Space Quantization in a Gyration Magnetic Field // *Phys. Rev.* 1937. V. 51. P. 652–654.
45. *Rabi I. I., Zacharias J. R., Milman S., Kush R.* A New Method of Measuring Nuclear Magnetic Moment // *Phys. Rev.* 1938. V. 53. P. 318.
46. *Alvarez L. W., Bloch F.* A Quantitative Determination of the Neutron Moment in Absolute Nuclear Magnetons // *Phys. Rev.* 1940. V. 57. P. 111–122.
47. *Drabkin G. M., Zhitnikov R. A.* Production of “Supercold” Polarized Neutrons // *JETP.* 1960. V. 11. P. 1013–1014.
48. *Ignatovich V. K., Ignatovich F. V.* The Krüger Problem and Neutron Spin Games // *Am. J. Phys.* 2003. V. 71. P. 1013–1024.
49. *Frank A. I., Kozlov A. V.* Dynamic Reflection and Refraction of Neutrons // *Physica B.* 2009. V. 404. P. 2550–2552.
50. *Kozhevnikov S. V., Ignatovich V. K., Nikitenko Yu. V., Ott F., Radu F., Rühm A., Major J.* Neutron Magnetic Resonance and Non-Specular Reflection from a Magnetic Film Placed in an Oscillating Magnetic Field // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2012. V. 340. P. 012084.

51. *Ignatovich V. K., Nikitenko Yu. V., Radu F.* Experimental Opportunity to Investigate Layered Magnetic Structures with the Help of Oscillating Magnetic Field // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 604. P. 653–661.
52. *Ignatovich V. K., Nikitenko Yu. V., Radu F.* Neutron Refraction in Oscillating Magnetic Field // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 620. P. 410–413.
53. *Nikitenko Yu. V., Ignatovich V. K., Radu F.* Interaction of Neutrons with Layered Magnetic Media in Oscillating Magnetic Field // Physica B. 2011. V. 406. P. 2473–2477.
54. *Radu F., Abrudan R., Radu I., Schmitz D., Zabel H.* Perpendicular Exchange Bias in Ferrimagnetic Spin Valves // Nature Commun. 2012. V. 3. P. 715.
55. *Kozhevnikov S. V., Khaydukov Yu. N., Keller T., Ott F., Radu F.* Polarized Neutron Channeling as a Tool for the Investigations of Weakly Magnetic Thin Films // JETP Lett. 2016. V. 103. P. 38–43.
56. *Pfeiffer F., Leiner V., Høghøj P., Anderson I.* Submicrometer Coherent Neutron Beam Production Using a Thin-Film Waveguide // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 055507.
57. *Kozhevnikov S. V., Rühm A., Ott F., Pleshakov N. K., Major J.* Magnetic Layered Structure for the Production of Polarized Neutron Microbeams // Physica B. 2011. V. 406. P. 2463–2466.
58. *Kozhevnikov S. V., Ignatovich V. K., Nikitenko Yu. V., Ott F., Petrenko A. V.* System of Neutron Microbeams from a Planar Waveguide // JETP Lett. 2015. V. 102. P. 3–9.
59. *Ignatovich V. K., Radu F.* Theory of Neutron Channeling in the Resonant Layer of Multilayer Systems // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. P. 205408.
60. *Kozhevnikov S. V., Ignatovich V. K., Ott F., Rühm A., Major J.* Experimental Determination of the Neutron Channeling Length in a Planar Waveguide // JETP. 2013. V. 144. P. 733–738.
61. *Никитенко Ю. В., Проглядо В. В., Аксенов В. Л.* Каналирование нейтронов в слоистых структурах Cu/Ti/Cu // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исслед. 2014. Т. 10. С. 3–8.
62. *Radu F., Ignatovich V. K.* Theoretical Description of Neutron Resonances in Multilayer Systems // Physica B. 2000. V. 292. P. 160–163.