

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ ФОРМИРОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ТЕКСТУР ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ НЕЙТРОННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

© 2012 А. В. Ковалев

*Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова,
188300 Ленинградская обл., Гатчина, Орлова роща, Россия*

Поступила в редакцию 06.04.2012 г.

Аннотация. Рассматриваются возможности рефлектометрии поляризованных нейтронов для изучения механизмов термомагнитного эффекта, процессов перемагничивания и релаксации магнитных текстур анизотропных пленок.

Ключевые слова: анизотропные пленки, магнитные текстуры, нейтронная рефлектометрия.

ВВЕДЕНИЕ

Рефлектометрия поляризованных нейтронов (РПН) интенсивно используется около 20 лет. Однако известные до наших публикаций представления о механизмах незеркальных отражений при малых внешних магнитных полях H существенно ограничивали возможности этой методики.

Причиной одного типа незеркальных отражений, которые при $H > 4$ кЭ впервые обнаружены при намагничивании кобальтовой пленки вдоль направления нормали к ее поверхности [1], является изменение зеемановской энергии нейтрона при перевороте его спина на границе пленки. При $H < 1$ кЭ и \vec{H} параллельном плоскости пленки такие отражения далее будем называть «зеркальными», а их интенсивности использовать для оценки степени упорядочения доменной структуры на поверхности образца.

Более полную информацию о магнитной текстуре можно получить, если в конкретном опыте выполняются условия для наблюдения незеркальных отражений другого типа, которые впервые наблюдались на анизотропных пленках сплава $\text{Fe}_{89}\text{Co}_{11}$ при $H = 15$ Э, параллельном плоскости пленки [2]. Предложенная авторами схема этого явления сводится к наличию в образце доменов с противоположными направлениями намагниченностей. Особая модель доменной структуры предлагалась для объяснения результатов, полученных на бислое Fe/Gd [3]. Совершенно необходимым условием появления незеркальных отражений рас-

сматриваемого типа считалось наличие на поверхности пленки доменов, размеры которых меньше «латеральной проекции когерентной длины» [4]. В этом смысле даже предлагается термин «диффузное рассеяние» [5].

Но результаты наших исследований, полученных на пленках сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$, показали: основное условие появления незеркальных отражений (и аналогичных пиков интенсивностей преломленных нейтронов) — переворот спина нейтрона внутри образца [6]. Общая схема разных вариантов изменения зеемановской энергии нейтронов при малоугловом рассеянии [7] позволяет объяснить многие экспериментальные данные, но в некоторых случаях обнаруживаются новые задачи.

Однослойные анизотропные пленки кажутся самыми простыми объектами для метода РПН, но для разных образцов редко наблюдается воспроизводимость результатов рефлектометрических измерений, причиной чего, вероятнее всего, являются отличия кристаллических текстур низкосимметричной магнитной фазы, определение которых оказывается чрезвычайно сложной экспериментальной задачей [8].

Цель настоящей работы — обнаружение возможных следствий взаимосвязи кристаллических и магнитных текстур анизотропных пленок [9] методом РПН. Эта задача имеет прямое отношение к фундаментальной проблеме, содержание которой коротко изложено в следующем разделе.

ДОПУСТИМАЯ СИММЕТРИЯ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Внятное объяснение приводимых далее экспериментальных данных оказывается невозможным без учета специфической особенности кристаллических структур ферромагнетиков, связанной с необходимостью выполнения принципа Неймана, который оказывается частным случаем принципов Кюри. Последней публикацией, в которой удалось найти список допустимых кристаллографических классов ферромагнетиков, оказалась первая глава книги [10]. Примером альтернативного решения этой задачи является статья [11]. Авторы утверждают, что при магнитном фазовом переходе в любом «кубическом» ферромагнетике происходят искажения кристаллической структуры. Однако при «теоретическом» определении симметрии магнитных фаз ими предполагается сохранение симметрии по отношению к обращению времени. Но при выполнении этого условия нарушается принцип Неймана.

Для устранения указанного противоречия, казалось бы, достаточно получить надежные экспериментальные данные о действительной симметрии кристаллов, в которых наблюдается спонтанная намагниченность. Однозначным доказательством выполнения принципа Неймана является обнаружение моноклинных и триклинных магнитных фаз, многочисленные примеры которых можно найти в литературных источниках. При этом, однако, не говорится о нарушении симметрии по отношению к операции T и наличии в соответствующем кристалле аксиальной оси симметрии, причины чего изложены в публикациях [12—15], где приведены многочисленные ссылки на литературные источники.

Известными теоретическими методами решить изложенную проблему невозможно, но наличие аксиальной оси симметрии (необходимое условие выполнения принципа Неймана для магнитных кристаллов) позволяет предположить, что направление вектора спонтанной намагниченности однозначным образом задается ориентацией кристаллита магнитной фазы. Прямое экспериментальное доказательство этой гипотезы оказывается актуальной задачей физики магнитных материалов.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Поликристаллические пленки толщиной 0,15 и 2,5 мкм получены методом магнетронного распыления на стеклянные подложки. Длинная сторона мишени (пластина сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_{2}$, размерами

$500 \times 100 \times 1,2$ мм³) устанавливалась вдоль вертикального направления, а каретка с подложкой двигалась в горизонтальном направлении, в котором и наблюдается ось легкого намагничивания пленки. Причиной сильной магнитной анизотропии образцов в нашем случае оказались геометрические параметры распыляемой части мишени [16], в результате чего при циклическом движении подложки в плоскости пленки формируется текстура моноклинной фазы, для обнаружения которой нами разработана специальная методика рентгендифракционных измерений [8, 17].

В разных образцах синтезированных пленок получаются одноосные или однонаправленные магнитные текстуры, которые легко идентифицируются методом векторного анализа прошедших через образец поляризованных нейтронов [18]. Теперь для этих целей используется РПН. Сравнение результатов исследований, полученных на образцах с разными типами исходных магнитных текстур, представляет особый интерес.

Нейтронные измерения выполнялись на установке малоуглового рассеяния «Вектор» (реактор ВВР-М, Гатчина) [19]. В настоящей работе вместо сложного узла образца использовался электромагнит с вертикальным полем, вдоль которого устанавливались легкие оси намагничивания пленок. Полученные после изготовления образцов направления остаточной намагниченности \vec{M}_r определялись в полях $H \leq 7$ Э, приложение которых не приводит к заметным изменениям магнитных текстур. Методика измерений изложена в статьях [6, 7]. Поэтому здесь приведем лишь основные моменты.

Высокая степень поляризации первичного нейтронного пучка ($P_0 > 0,99$) позволяет считать, что до взаимодействия с образцом имеются «чистые» квантовые состояния $\vec{S} \uparrow \uparrow \vec{H}$ или $\vec{S} \downarrow \downarrow \vec{H}$, где \vec{S} — спин нейтрона. Измеренное после рассеяния пленкой угловое распределение интенсивности «без переворота спина нейтрона» ($\vec{S} \uparrow \uparrow \vec{H}$) обозначим символом $J(00)$, а «с переворотом спина нейтрона» ($\vec{S} \uparrow \downarrow \vec{H}$) — символом $J(11)$. Для исходного состояния $\vec{S} \downarrow \downarrow \vec{H}$ получим, соответственно, $J(11)$ и $J(10)$. Для отдельных пиков интенсивностей используются символы (mn).

Каждая серия измерений выполнялась при движении детекторной системы и неподвижном образце. Угол скользящего падения нейтронного пучка χ_i выбирался так, чтобы интенсивности зеркальных отражений $J(01)$ и $J(10)$ были сравнимой величины. При определении действительных величин интенсивностей зеркальных отражений

$J(01)$ и $J(10)$ учитывались систематические погрешности детекторной системы [20]. Интенсивности $J(00)$ и $J(11)$ использовались при юстировке образцов, определении направлений остаточных намагниченностей и их относительных величин. Основная же информация о магнитных текстурах пленок содержится в угловых распределениях интенсивностей $J(01)$ и $J(10)$, которые далее приводятся. На всех рисунках угол рассеяния θ отсчитывается от направления прямого пучка в сторону зеркальных отражений, для которых $\theta_{sp} = 2\chi_i$, где χ_i — фиксированный угол между плоскостью образца и направлением нейтронного пучка. Длина волны нейтронов в максимуме спектрального распределения — $\lambda_m \approx 8,2 \text{ \AA}$ ($\langle \lambda \rangle \approx 9,2 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda/\lambda \approx 0,25$ [21]).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

ТЕРМОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ

После обнаружения сильного термомагнитного эффекта [8, 17] на пленках сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ первые измерения на установке «Вектор» выполнялись следующим образом. Плоскости образцов, помещенных в заполненный гелием объем вакуумной печи, устанавливались ортогонально направлению нейтронного пучка, вдоль которого имелось магнитное поле $H \approx 3 \text{ Э}$, и при разных режимах термической обработки измерялись изменения поляризации и интенсивностей рассеянных нейтронов. В процессе отжига пленок толщиной $d = 2,5 \text{ мкм}$ на стеклянных подложках толщиной $D_1 = 0,1 \text{ мм}$ и $D_2 = 0,3 \text{ мм}$ наблюдались сложные изменения этих величин, но все конечные результаты соответствовали росту средней величины индукции и размеров областей однородной намагниченности [9, 22]. Метод РПН позволяет получить дополнительную информацию о магнитных текстурах пленок.

Приведенные на рис. 1 интенсивности отраженных нейтронов измерены на пленке размерами $\sim 60 \times 30 \text{ мм}^2$ ($d = 2,5 \text{ мкм}$, $D = 0,3 \text{ мм}$). Сплошные линии — аппроксимация функциями Гаусса, которая используется для определения параметров отдельных пиков. Угловые положения максимумов зеркальных отражений $\theta_{sp} \approx 78'$ определялись после обработки результатов измерений интенсивностей $J(00)$ для образца и прямого пучка. Интегральные интенсивности Q всех пиков (01) и (10) меньше величины $0,1Q(00)$.

Изготовленная пленка имела одноосную текстуру, что неудобно для проверки предложенной модели термомагнитного эффекта [9, 22]. Поэтому

к ней вдоль направления остаточной намагниченности \vec{M}_R прикладывалось поле $H = 800 \text{ Э}$, после чего нейтронные измерения выполнялись при 4 и 700 Э. Затем образец 75 мин отжигался в муфельной печи при $t \approx 200 \text{ }^\circ\text{C}$.

На рис. 1 наблюдается простой вариант угловых распределений интенсивностей отраженных нейтронов для однонаправленной магнитной текстуры, когда углы α между направлениями индукции доменов \vec{B}_i и намагниченностью \vec{M} пленки меньше 90° . В этом случае на кривых $J(01)$ и $J(10)$ наблюдается по одному незеркальному отражению, угловое расстояние между которыми $\Delta\theta$ пропорционально величине $\langle B_i \rangle - H$.

Для намагниченной пленки ($H = 700 \text{ Э}$, кривые 2 а и 2 б) $\Delta\theta = 47',3(3)$. При снижении поля до 4 Э происходит релаксация магнитной текстуры и падение намагниченности на 73 % ($\Delta\theta = 27',4(3)$, кривые 1 а и 1 б). После отжига образца наблюдается рост его намагниченности на 27 % ($\Delta\theta = 34',8(3)$, кривые 3 а и 3 б), т. е. при выбранном режиме отжига процесс термомагнитной обработки не закончился, что и следовало ожидать, зная результаты [9, 22].

Кривые 3 а и 3 б представляют собой часть результатов, когда для каждого положения детекторной системы измерения интенсивностей выполнялись при 4 и 700 Э, т. е. релаксация магнитной текстуры наблюдается и после отжига образца.

Интенсивность, отн. ед.

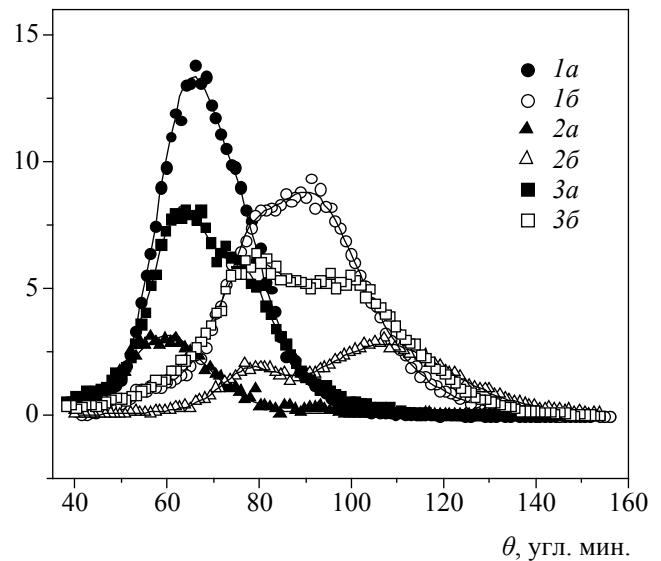


Рис. 1. Угловые распределения интенсивностей $J(01)$ и $J(10)$ (а и б), измеренные до отжига пленки при $H = 4 \text{ Э}$ (1) и $H = 700 \text{ Э}$ (2); 3 а и 3 б — измерения при $H = 4 \text{ Э}$ после отжига образца

Однако полученное при $H = 700$ Э значение $\Delta\theta = 41',5(8)$ заметно меньше величины, измеренной до отжига образца. Отметим, что после аналогичной термической обработки коэрцитивная сила таких образцов растет на 25 % (от 30 до 40 Э).

Приведенные результаты позволяют сделать вывод о существенном отличии двух механизмов намагничивания, что можно объяснить следующим образом. Приложение внешнего магнитного поля приводит к повороту намагниченностей в кристаллитах пленки, но не изменяет ее кристаллической текстуры, что и приводит к релаксации магнитной текстуры после снижения поля до 4 Э. При отжиге же образца происходит частичное упорядочение направлений осей \vec{b} моноклинной фазы и соответствующий рост намагниченности [9, 22].

РАЗМАГНИЧИВАНИЕ И ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ПЛЕНКИ

Следующие измерения выполнялись на пленках толщиной 2,5 мкм, синтезированных на толстой стеклянной подложке ($D = 5$ мм) больших размеров. После определения направления остаточной намагниченности \vec{M}_r и обнаружения сильной однонаправленной магнитной текстуры заготовка была разрезана на 3 одинаковые части (80×70 мм²). Далее на всех рисунках угол $\vartheta \approx 39'$ — граница между отраженными и преломленными нейтронами, $\vartheta \approx 78'$ — максимумы интенсивностей зеркальных отражений, $\vartheta \approx 0'$ — направление центральной части нейтронного пучка. Для определения направлений \vec{M} и относительных величин M используется параметр:

$$S = (J_{max}(00) - J_{max}(11)) / (J_{max}(00) + J_{max}(11)),$$

или аналогичное выражение для интегральных интенсивностей зеркальных отражений (00) и (11).

После размагничивания первого образца (50 Гц, $H_{max} = 250$ Э) в нем обнаружена небольшая ($S \approx 0.14$) остаточная намагниченность $\vec{M}_r \uparrow \vec{M}_r$, результатом чего является отличия кривых $J(01)$ и $J(10)$ на рис. 2. При $\vec{M}_r \uparrow \vec{M}_r$ (образец поворачивается на 180° вокруг нормали к его поверхности) эти кривые меняются местами. Аналогичный результат получается и для намагниченных образцов, что снимает вопрос о влиянии их рассеянных магнитных полей на результаты измерений. Наличие остаточной намагниченности \vec{M}_r и совпадение направлений \vec{M}_r и \vec{M}_r позволяет предположить, что причиной «магнитной памяти», которая наблюдалась и при перемагничивании пленок толщиной 0,16 мкм [9], может быть их исходная однонаправленная кристаллическая текстура.

Интенсивность, отн. ед.

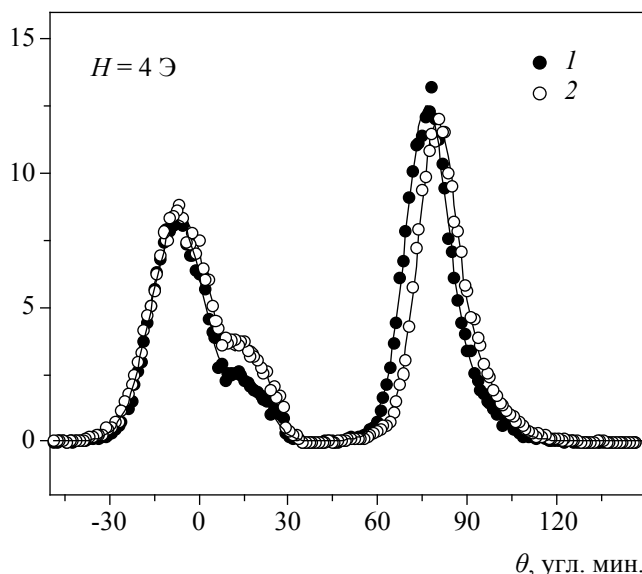


Рис. 2. Интенсивности $J(01)$ (1) и $J(10)$ (2) для размагниченной пленки

Показанные на рис. 3 угловые распределения интенсивностей $J(01)$ и $J(10)$ получены после намагничивания пленки вдоль направления \vec{M}_r ($H = 770$ Э), снижения поля до 4 Э, переворота образца и приложения к нему поля величиной 55 Э. Происхождение слабого пика на кривой $J(01)$ ($H = 55$ Э, $\vartheta \approx -10'$) связано с особенностями детекторной системы установки «Вектор», которые проявляются при прохождении значительной части нейтронного пучка мимо образца [20]. Для однонаправленной магнитной текстуры должен наблюдаться пик (01) при $\vartheta \approx +10'$, но здесь его не видно, причиной чего является большая толщина пленки и ее особый химический состав.

При 55 и 4 Э получают одинаковые величины $\Delta\theta \approx 45'$, а заметные изменения после снижения поля наблюдаются лишь для интенсивностей зеркальных отражений и соответствующих пиков преломленных нейтронов, что связано с разными зависимостями параметров «зеркальных» и незеркальных пиков (01) и (10) от угла α . Интенсивности первых здесь пропорциональны $\sin^2(\langle\alpha\rangle/2)$ $\cos^2(\langle\alpha\rangle/2)$, вторых — $\cos^4(\langle\alpha\rangle/2)$ [7]. Поэтому малые изменения $\langle\alpha\rangle$ и сохранение локальных величин B_i при релаксации магнитной текстуры приводит лишь к росту интенсивностей «зеркальных» пиков. Измеренная при 700 Э величина $\Delta\theta \approx 54'(1)$ соответствует, по-видимому, индукции магнитного насыщения пленки.

Полевые зависимости величины S и интенсивности «зеркального» пика (10) показаны на рис. 4,

Интенсивность, отн. ед.

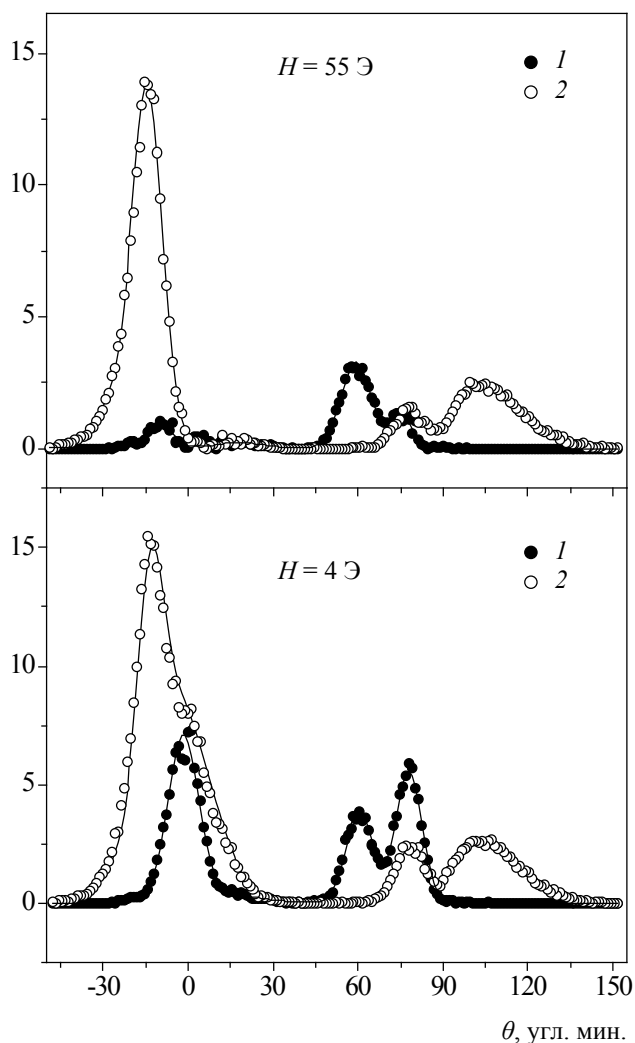


Рис. 3. Интенсивности $J(01)$ (1) и $J(10)$ (2) перемагниченной пленки при $H = 55$ Э и после снижения поля до 4 Э

где приведена и кривая $S(H)$ для второго образца, который 2 часа отжигался при $t \approx 200$ °С. Таких сильных отличий гистерезисных кривых, измеренных индукционным методом при $f = 50$ Гц, не наблюдается. Максимальное значение $J(10, H)$ получилось при $H \approx 30$ Э, когда величина $S \approx 0,16$ практически совпадает с ее значением для размагниченной пленки. Поэтому определенный интерес представляет соответствующая картина угловых распределений интенсивностей при $H = 30$ Э.

Показанные на рис. 5 экспериментальные данные — результат сложных волновых процессов взаимодействия нейтронов с образцом, который сильно зависит от глубины проникновения нейтронных волн в пленку. Поэтому для получения более полной информации о таких процессах из-

$S; J(10)$, отн. ед.

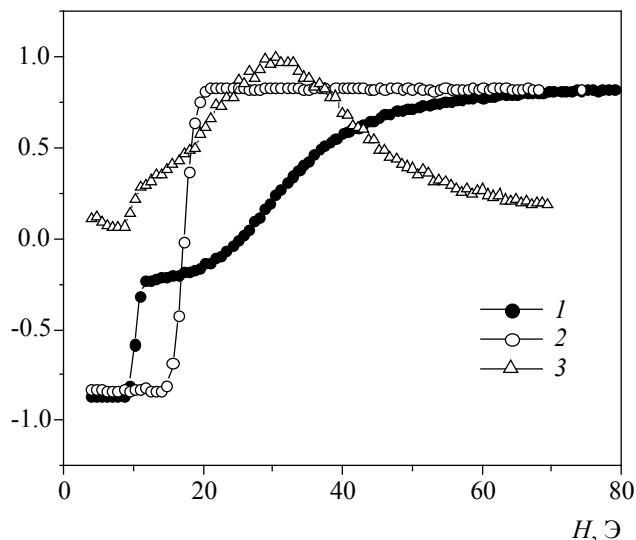


Рис. 4. Полевые зависимости параметра S для исходного (1) и отожженного (2) состояний образцов; 3 — интенсивность зеркального отражения (10)

Интенсивность, отн. ед.

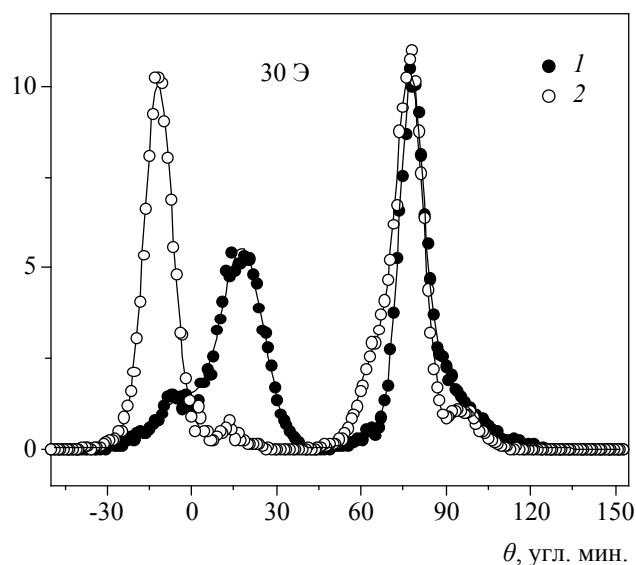


Рис. 5. Частично перемагниченная пленка; интенсивности $J(01)$ (1) и $J(10)$ (2) при $H = 30$ Э

мерения интенсивностей $J(mn)$ необходимо выполнять при разных углах скользящего падения нейтронного пучка. Но и после этого в рассматриваемом случае кажется проблематичным получить корректное решение задачи о магнитной текстуре на внешней поверхности пленки.

Тем не менее, сравнение рис. 2, 3 и 5 позволяет обнаружить отличия соответствующих магнитных текстур. Рис. 5 позволяет, например, предположить, что на внешней поверхности пленки

имеется одноосная магнитная текстура с разными параметрами «противоположно» намагниченных доменов.

После намагничивания пленки (рис. 3) на ее внешней и внутренней поверхностях имеются одинаковые магнитные текстуры. На первый взгляд кажется очевидным, что для размагниченного образца и частично перемагниченного состояния (рис. 2 и 5) получен противоположный результат. Но через внешнюю поверхность пленки нейтронные волны проходят дважды. Поэтому результаты измерений интенсивностей отраженных и преломленных нейтронов могут сильно отличаться при малых размерах магнитных доменов. Теперь понятно, что для проверки такого предположения достаточно при измерениях повернуть образец на 180° вокруг вертикальной оси.

ВРЕМЕННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ МАГНИТНОЙ ТЕКСТУРЫ

При нагреве всех образцов наблюдалось слабое падение их намагниченностей [9, 22], причину чего позволяет понять следующая серия опытов. Через четыре месяца после синтеза пленки ($d = 0,15$ мкм, $D = 5$ мм) в ней при $H = 4$ Э была обнаружена однонаправленная магнитная текстура. После кратковременного приложения поля $H = 740$ Э вдоль \vec{M}_R интегральные интенсивности «зеркальных» отражений $Q(01)$ и $Q(10)$ стали меньше на 15 %, а спустя еще год наблюдались слабые признаки одноосной текстуры.

Затем пленка была намагничена в противоположном направлении и через 8 месяцев выполнена аналогичная серия измерений. В результате получилась одноосная магнитная текстура (рис. 6), наличие которой не вызывает сомнений, так как на кривой $J(10)$ (I) для отраженных и преломленных нейтронов имеется по два «незеркальных» пика сравнимой величины. Вопрос об отличии магнитных текстур на двух поверхностях пленки здесь не возникает. Концентрация магнитных доменов с «обращенными» направлениями намагниченностей $c \approx (0,25 \pm 0,02)$ получилась после вычисления отношения $Q(10)/Q(01)$ для незеркальных отражений (10) и (01), максимумы которых наблюдаются при $\vartheta \approx 69^\circ$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом РПН на анизотропных пленках сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ измерены угловые распределения интенсивностей рассеянных нейтронов, анализ которых позволил получить следующие результаты.

Интенсивность, отн. ед.

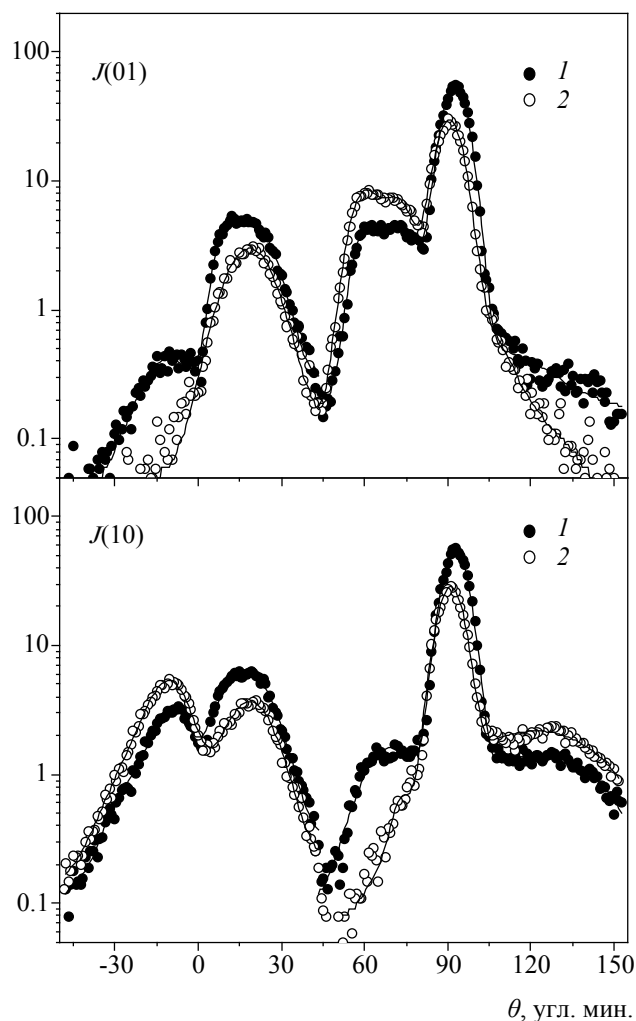


Рис. 6. Интенсивности $J(01)$ и $J(10)$ до (1) и после (2) намагничивания пленки; измерения при $H = 7$ Э, $\vartheta_{\text{зерк}} \approx 91^\circ$

После отжига (75 мин, 200°C) предварительно намагниченной пленки ее намагниченность выросла на 27 %, что соответствует измеренным ранее изменениям поляризации нейтронного пучка, которые наблюдались после термической обработки образцов.

После размагничивания и частичного перемагничивания образцов получены экспериментальные данные, которые можно объяснить наличием разных доменных структур на внешней и внутренней сторонах пленки или отличием условий формирования «незеркальных» пиков на этих границах. Предложен простой метод решения этой задачи. Показана возможность использования РПН для изучения релаксационных процессов, происходящих при снижении приложенного к пленке магнитного поля.

Установлено, что при магнитном «старении» пленок происходит превращение однонаправленной магнитной текстуры в одноосную. В таких опытах наблюдается неэквивалентность противоположно намагниченных (вдоль легкой оси) состояний образца. Значительное отличие концентраций доменов с «противоположными» направлениями намагниченностей наблюдалось лишь для одного направления намагничивания.

Взаимосвязь всех полученных результатов проще всего объяснить наличием в плоскости пленок разных кристаллических текстур моноклинной фазы.

Автор благодарит В. В. Рунова за постоянный интерес к выполняемым исследованиям и обсуждение полученных экспериментальных данных, сотрудников Отдела нейтронной оптики ПИЯФ — за плодотворное сотрудничество и предоставленные образцы, сменный персонал реактора ВВР-М — за возможность выполнения длительных измерений.

Работа выполнялась в рамках Программы ОФН РАН «Нейтронные исследования структуры вещества и фундаментальных свойств материи».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Felcher G. P., Adenwalla S., De Haan V. O., et al. // Nature. 1995. V. 377. P. 409.
2. Krist Th., Müller D. J., Mezei F. // Physica B (Amsterdam). 1999. V. 267—268. P. 194.
3. Aksenov V. L., Kozhevnicov S. V., Nikitenko Yu. V., et al. // Physica B (Amsterdam). 2000. V. 276—278. P. 179.
4. Toperverg B. P. // Physica B (Amsterdam). 2001. V. 297. P. 160.
5. Кожевников С. В., Отт Ф. // ФТТ. 2010. Т. 52. Вып. 8. С. 1457.
6. Ковалев А. В. // Исследовано в России. Электрон. журн. № 36. С. 343; <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2007/036.pdf>
7. Ковалев А. В. // ФТТ. 2010. Т. 52. Вып. 5. С. 883.
8. Ковалев А. В., Шмелев Г. Е. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2001. № 4. С. 33.
9. Ковалев А. В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2004. № 10. С. 51.
10. Шувалов Л. А. // Современная кристаллография. Физические свойства кристаллов. М.: Наука, 1981. С. 36.
11. Yang S., Ren X. // Phys. Rev. B. V. 77. 2008. P. 014407.
12. Ковалев А. В. // Перспективные материалы. 2004. № 3. С. 5.
13. Ковалев А. В. // Сб. матер. Междунар. научн. конф. «Актуальные проблемы физики твердого тела». Минск, 2005. Т. 1. С. 26.
14. Kovalev A. V. // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 300. P. e550.
15. Ковалев А. В. // Сб. матер. Междунар. научн. конф. «Актуальные проблемы физики твердого тела». Минск, 2009. Т. 1. С. 37.
16. Kovalev A. V., Peskov B. G., Ul'yanov V. A., et al. // PNPI Res. Rep. 1996—1997. Gatchina, 1998. P. 264.
17. Kovalev A. V. // Proc. Moscow Intern. Symp. Magnet. M.: MSU, Part 2. 1999. P. 383.
18. Kovalev A. V., Akselrod L. A. Cond-mat/0011424.
19. Okorokov A. I., Runov V. V. // Physica B. 2001. V. 297. P. 239.
20. Ковалев А. В. // ФТТ. 2011. Т. 53. Вып. 4. С. 669.
21. Runov V. V. // Physica B. 2001. V. 297. P. 234.
22. Ковалев А. В. // Перспективные материалы. 2004. № 4. С. 86.

Ковалев Анатолий Васильевич — к.ф.-мат.н., старший научный сотрудник, Петербургский институт ядерной физики; тел.: (81371) 46409, e-mail: kovalev@pnpi.spb.ru

Kovalev Anatoliy V. — PhD (Phys.-Math.), senior researcher, Petersburg Nuclear Physics Institute; tel.: (81371) 46409, e-mail: kovalev@pnpi.spb.ru