

05  
**Интерференция нейтронных волн при малоугловом рассеянии на ферромагнитных сплавах**

© А.В. Ковалев

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова НИЦ „Курчатовский институт“, Гатчина, Россия

E-mail: kovalev\_av@pppi.nrcki.ru

(Поступила в Редакцию 26 января 2018 г.)

На намагниченных пластинках сплава  $Co_{67}Fe_{31}V_2$  исследовались условия обнаружения и особенности интерференции прямых и рассеянных нейтронных волн. Для противоположных направлений поляризации исходного пучка измерялись угловые распределения интенсивностей прошедших через образец нейтронов. Признаком изучаемого эффекта, который наблюдается при наличии в образцах магнитного рассеяния на неоднородностях кристаллической структуры, являются разные интегральные интенсивности пиков „без переворота спина нейтрона“. Отношение этих интенсивностей зависит от режима термической обработки образца, его толщины и величины приложенного к нему магнитного поля. Происхождение пиков „с переворотом спина нейтрона“ связано с механизмом прохождения нейтронных волн через магнитно-неколлинеарные границы. Излагаются методы измерений и обработки экспериментальных данных.

DOI: 10.21883/FTT.2018.10.46519.026

**1. Введение**

Примеры использования малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов (MP или SAPNS) для определения параметров наночастиц изложены в статьях [1,2]. Для однозначного решения подобных задач необходима достаточная степень монодисперсности частиц и малая их концентрация в однородной матрице. Выполнение этих условий для ферромагнитных сплавов маловероятно. Однако метод MP позволяет, в частности, изучать процессы формирования мелкодисперсных фаз при термообработке магнитных сплавов. Сравнение экспериментальных данных, полученных на сплавах  $Co_{67}Fe_{31}V_2$  и  $Co_{68}Fe_{32}$ , показало [3], что при их анализе необходимо учитывать эффект, причиной которого предлагалось считать интерференцию нейтронных волн в области расходимости прямого пучка [4].

Возможность наблюдения такого эффекта связана с тем, что разность фаз прямой и рассеянной волн равна  $\pi$ . Но достаточная степень коллинеарности соответствующих волновых векторов для ферромагнитных сплавов казалась невозможной. В литературных источниках результатов исследований в этом направлении не обнаружено. Исходная цель наших исследований изложена в статье [3]. Измерения выполнялись на установке „Вектор“ (реактор ВВР-М, Гатчина).

**2. Образцы и общая схема обработки экспериментальных данных**

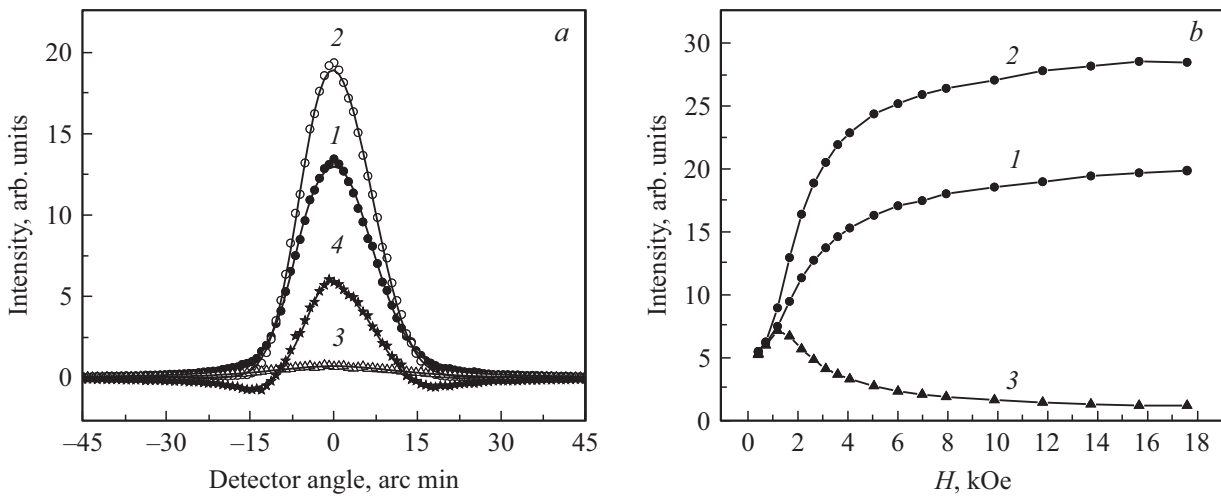
Пластинки сплава  $Co_{67}Fe_{31}V_2$  оказались удобными для выполнения настоящей работы. Во-первых, для него  $A^+ \gg A^-$  ( $A^+$  и  $A^-$  — амплитуды когерентного рассеяния для двух направлений спина нейтрона), что

позволяет наблюдать максимальную величину интерференционного эффекта. Во-вторых, результаты измерений зависят от режима термической обработки образцов с примесью ванадия. Кроме того, малые коэрцитивные поля сплавов позволяют выполнять повторные измерения, а для получения дополнительной информации использовать разное число пластинок, вырезанных из одной мишени для магнетронного распыления. Контрольные опыты выполнялись на образцах без примеси ванадия.

Описания установки „Вектор“ с многоканальной детекторной системой приведено в статье [5] и обзоре [6]. Средняя длина волны нейтронов  $\langle \lambda \rangle \sim 0.92$  nm,  $\Delta\lambda/\lambda_{max} \sim 0.25$ , а максимальная интенсивность спектра соответствует  $\lambda_{max} \sim 0.8$  nm. Измеренное после рассеяния образцом угловое распределение интенсивности „без переворота спина нейтрона“ ( $S \uparrow \uparrow N$ ) обозначим символом  $J(00)$ , а „с переворотом спина“ ( $S \uparrow \downarrow N$ ) — символом  $J(01)$ . Для исходного состояния  $S \downarrow \downarrow N$  получим, соответственно,  $J(11)$  и  $J(10)$ . Направление спина  $S$  в первичном пучке определялось после измерения интенсивностей отраженных намагниченной пленкой нейтронов: при  $S \uparrow \uparrow N$  должно быть  $J(00) \gg J(11)$ . После замены детекторной системы на двухкоординатный детектор [7] измерялись суммы интенсивностей  $J(up) = J(00) + J(01)$  и  $J(down) = J(11) + J(10)$ .

Результаты измерений MP обычно приводятся в зависимости от величины вектора рассеяния  $q = k_0 - k$ , где  $k_0$  и  $k$  — волновые векторы падающей и рассеянных волн,  $|k_0| = |k| = 2\pi/\lambda$ , и угла  $\alpha$  между  $q$  и  $N$ . При этом из рассмотрения исключается область расходимости первичного пучка, что позволяет вместо символов „0“ и „1“ использовать символы „+“ и „-“.

Уникальные возможности поляризованных нейтронов связаны с интерференцией нейтронных волн на магнитном атоме, следствием чего являются разные интен-



**Рис. 1.** *a)* Угловые зависимости интенсивностей  $J(00)$  (1),  $J(11)$  (2),  $J(01)$  (3) и разности  $\Delta J = [J(11, 2\theta) - J(00, 2\theta)]$  (4) для сплава  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ , отожженного при  $500^\circ\text{C}$ . *b)* Соответствующие изменения интенсивностей в центральном счетчике угломерной системы при намагничивании образца.

сивности рассеяния для противоположных направлений спинов нейтронов. Для намагниченного образца

$$J^{++}(q, \alpha) = F_N^2 + [F_M^2 + 2F_N F_M] \sin^2 \alpha,$$

$$J^{--}(q, \alpha) = F_N^2 + [F_M^2 - 2F_N F_M] \sin^2 \alpha,$$

$$\Delta J = J^{++}(q, \alpha) - J^{--}(q, \alpha) = 4F_N F_M \sin^2 \alpha,$$

где  $F_N$  и  $F_M$  — ядерные и магнитные части результирующих амплитуд рассеяния, пропорциональные соответствующим разностям  $\Delta\eta_j$  амплитуд „частиц“ и матрицы [1],  $\alpha$  — угол между направлениями  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{H}$ .

В настоящей работе коллимация нейтронного пучка задавалась вертикальными щелями. Угол рассеяния  $2\theta$  (detector angle) отсчитывался вдоль горизонтальной компоненты  $q_x = 2\pi \sin(2\theta)/\lambda$ . Для каждого интервала усреднения  $\Delta\theta$  необходимо измерять суммы интенсивностей во всем интервале углов  $\text{MP}$  вдоль направления  $q_y$ . (О выполнении этого условия будет говориться далее.)

Количественной мерой интерференционного эффекта  $N$  будем считать отношения интегральных интенсивностей  $Q(11)/Q(00)$  или  $Q(\text{down})/Q(\text{up})$ , а величину  $P_Q = [Q(11) - Q(10)]/[Q(11) + Q(10)]$  назовем „поляризацией“ прошедшего через образец нейтронного пучка. (Поляризацией  $P$  обычно называют величины отношений  $P(00) = [J(00) - J(01)]/[J(00) + J(01)]$  или  $P(11) = [J(11) - J(10)]/[J(11) + J(10)]$ , измеренных при  $2\theta \sim 0^\circ$ .) При  $F_M \neq 0$  интегральные интенсивности рассеянных нейтронов  $Q^{++} > Q^{--}$ , но при измерении  $Q(ij)$  регистрируются и нейтроны, которые прошли через образец без рассеяния. Поэтому в рамках классических представлений естественно предположить, что  $Q(00) = Q(11)$ . Действительно, малые отличия этих интенсивностей  $N \sim 1.02$  обнаружены для некоторых образцов. Максимальная же величина  $N = 3.1(2)$  получена на сплаве ЮНДК (ALNICO), в котором име-

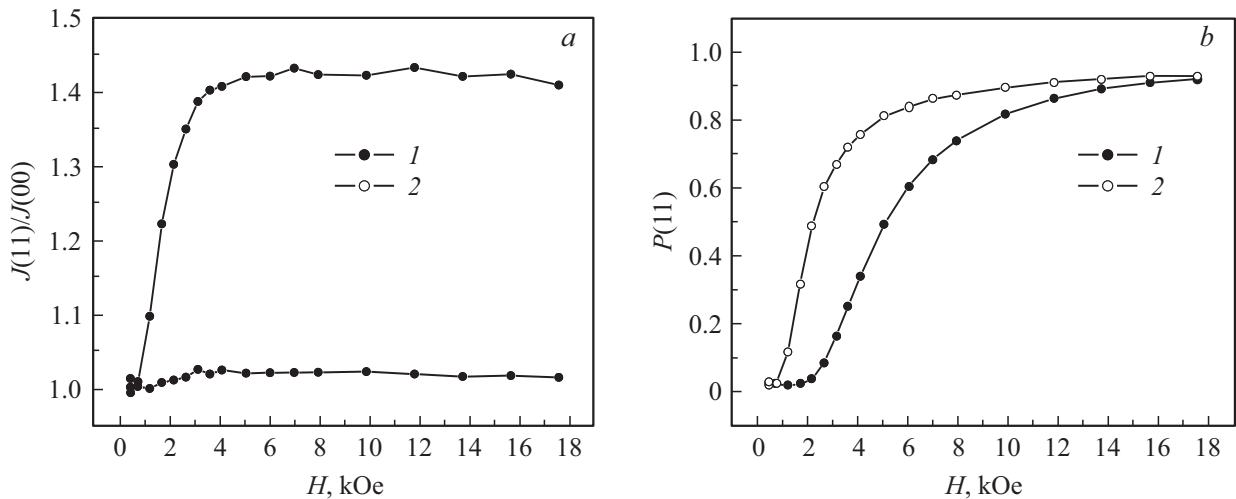
ется упорядоченная структура двух фаз с периодом  $D = 55(2)$  [8].

При вычислении интенсивностей  $J(ij)$  учитывались систематические погрешности детекторной системы установки „Вектор“ [9]. Для сравнительного анализа наиболее удобными оказались результаты измерений на двух образцах сплава  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ , которые отличались лишь разными режимами термической обработки.

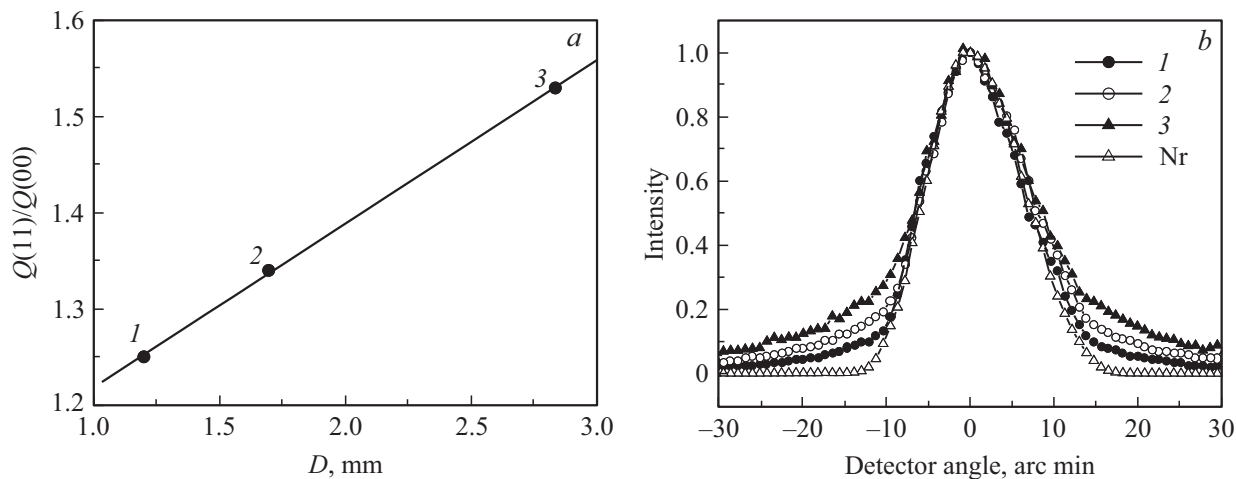
### 3. Эксперимент и обсуждение результатов

**3.1. Измерения на установке с многоканальной детекторной системой.** На рис. 1, *a* показаны результаты измерений на образце № 1 толщиной 1.2 mm, который 6 h отжигался при  $550^\circ\text{C}$  и 13 h равномерно охлаждался до  $120^\circ\text{C}$ . Горизонтальное магнитное поле  $H = 17.6$  kOe параллельно плоскости пластинки, которая перпендикулярна направлению нейтронного пучка. Полуширина прямого пучка  $W(Nb) \sim 10'$ . Параметры пиков  $J(00)$  и  $W(11)$  задаются размерами рассеивающих „частиц“ и толщиной образца вдоль направления нейтронного пучка. Характерный вид разности  $\Delta J = [J(11, 2\theta) - J(00, 2\theta)]$  — признак магнитного рассеяния в образце. Изменение знака  $\Delta J$  происходит потому, что для рассеянных нейтронов  $J^{--}(q) < J^{++}(q)$ , но в области расходимости прямого пучка  $J(11, 2\theta) > J(00, 2\theta)$ . Если в образце имеется интерференция прямых и рассеянных нейтронных волн, то  $\Sigma \Delta J[\Delta(2\theta)] \neq 0$ .

Большие величины полуширин  $W(10) \sim W(01) = 29.0'(5)$  — результат преломления нейтронных волн на магнитно-неколлинеарных границах [10]. Вероятность переворота спина нейтрона при прохождении границы между областями с индукциями  $\mathbf{B}_1$  и  $\mathbf{B}_2$  равна  $\sin^2(\varphi/2)$ ,



**Рис. 2.** Полевые зависимости параметров для исходного (1) и отожженного (2) состояний образца: *a* —  $M(H) = J(11)/J(00)$ ; *b* —  $P(11) = [J(11) - J(10)]/[J(11) + J(10)]$ .



**Рис. 3.** *a*) Зависимость  $N(D)$ , полученная при вращении магнита с образцом вокруг вертикальной оси. *b*) Нормированные интенсивности  $J(00)$ , соответствующие величинам  $D$ .

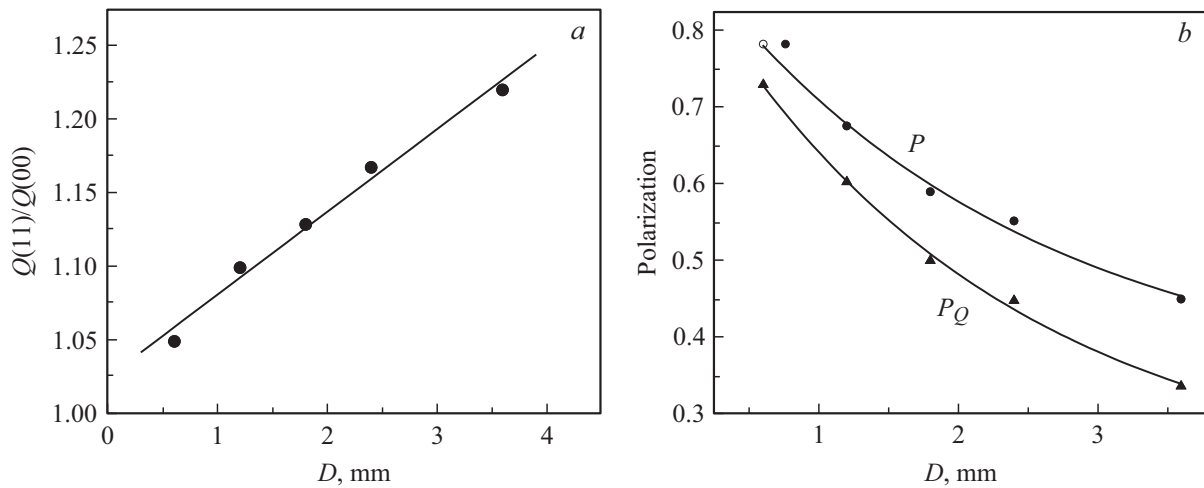
где  $\varphi$  — угол между направлениями указанных векторов. Вид кривых, показанных на рис. 1, *b*, связан с перестройкой доменной структуры при намагничивании образца, что проявляется в зависимостях  $N(H)$  и  $P_Q(H)$ . При  $H$  равным 0,4, 3,07, 4,65 и 17,6 кОе получилось:  $N$  равно 1,00, 1,22, 1,25 и 1,25, а  $P_Q$  равно 0,00, 0,35, 0,57 и 0,83.

Полевые зависимости параметра  $M = J(11)/J(00)$  и поляризации  $P(11) = [J(11) - J(10)]/[J(11) + J(10)]$  (рис. 2) можно использовать для изучения процессов намагничивания. Быстрый рост кривых  $M(H)$  до  $H \sim 3$  кОе связан с формированием однонаправленной магнитной текстуры, затем происходят повороты намагниченностей в отдельных доменах. Вероятность переворота спина нейтрона падает с ростом намагниченности образца, что и наблюдается в поведении  $P(H)$ . Для исходного состояния образца  $N = 0.03(1)$ .

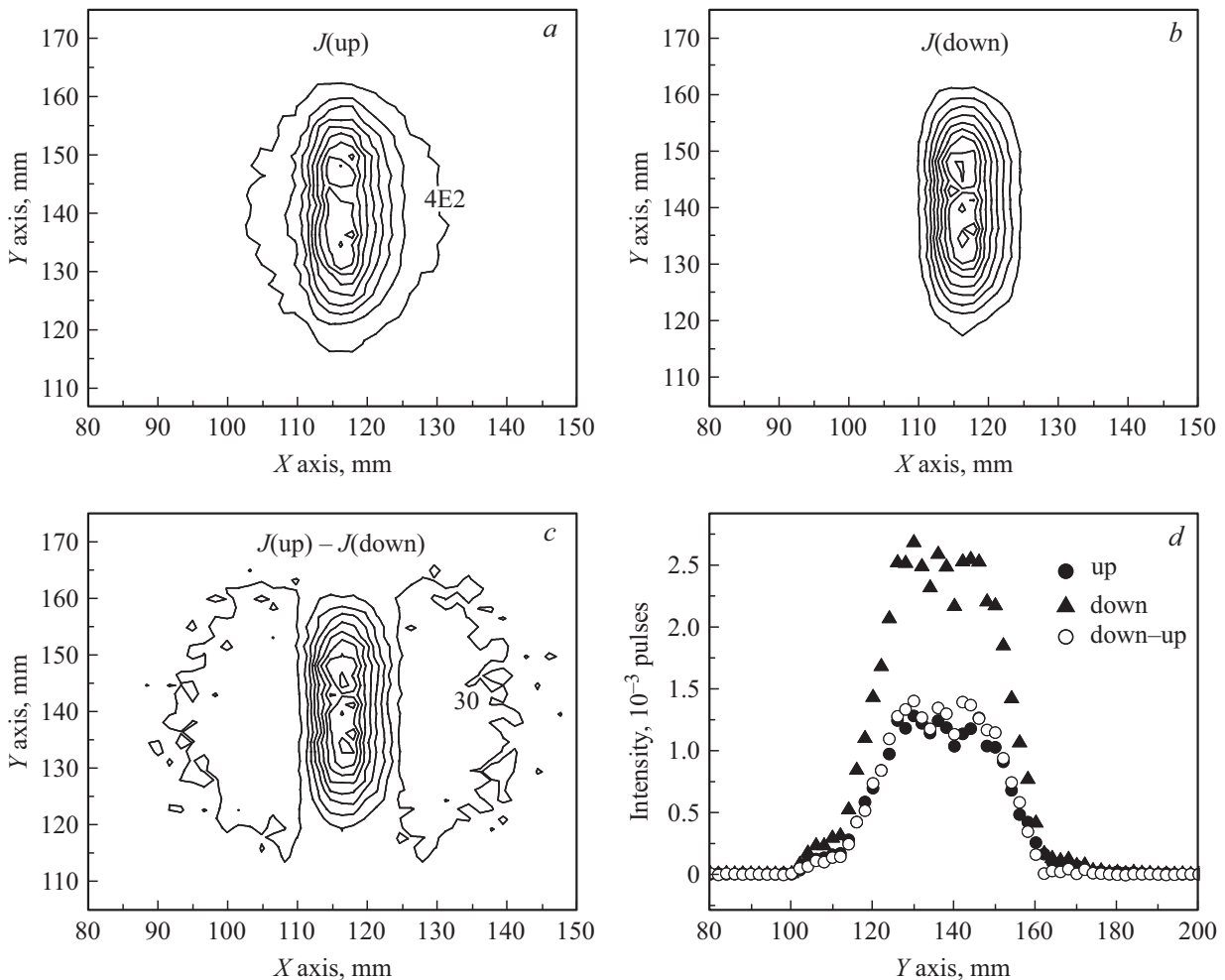
Кажется очевидным, что поляризация „рассеянного“ пучка нейтронов должна падать с ростом толщины об-

разца. Однако при вращении магнита с намагниченным образцом ( $H = 4.65$  кОе) вокруг вертикальной оси обнаружен интересный эффект. При росте толщины образца  $D$  вдоль направления нейтронного пучка наблюдалась показанная на рис. 3, *a* линейная зависимость  $N(D)$ , но величины  $P_Q = 0.56(1)$  и  $P(11) = 0.77(1)$  оставались неизменными. Такой результат получится, если при вращении образца в нем сохраняется число магнитно-неколлинеарных границ вдоль направления прямого пучка. Показанные же на рис. 3, *b* изменения формы пиков  $J(00)$  — признак того, что величина  $N$  как-то связана с МР рассеянием на большие углы.

Для наборов одинаковых пластинок толщиной 0,6 мм при изменении  $N$  от 1,05 до 1,22 (рис. 4, *a*) получилась обычная экспоненциальная зависимость (рис. 4, *b*). Коэффициент поглощения для наших образцов  $\mu = 1.154(5) \text{ mm}^{-1}$ , что приводит к ослаблению первичного пучка одной пластинкой в два раза. Для пакета



**Рис. 4.** Параметры  $N$  и поляризации при разном числе пластинок толщиной 0.6 мм.  $a$  —  $N = Q(11)/Q(00)$ ;  $b$  — поляризации  $P$  и  $P_Q$



**Рис. 5.** Интенсивности регистрируемых нейтронов для двух пластинок образца № 1. ( $a-c$ ) в плоскости  $XY$ .  $d$  Вдоль вертикальной оси  $Y$  при  $X = 117$  мм.

из четырех пластинок выполнялись измерения при горизонтальном и вертикальном направлениях магнитного поля. О причине полученного при  $H = 17.6$  кОе отли-

чия параметров,  $N(H_{hor}) = 1.20(1)$  и  $N(H_{ver}) = 1.14(1)$ , будет говориться далее. Как и следовало ожидать, поляризация не зависит от направления  $\mathbf{H}$ .

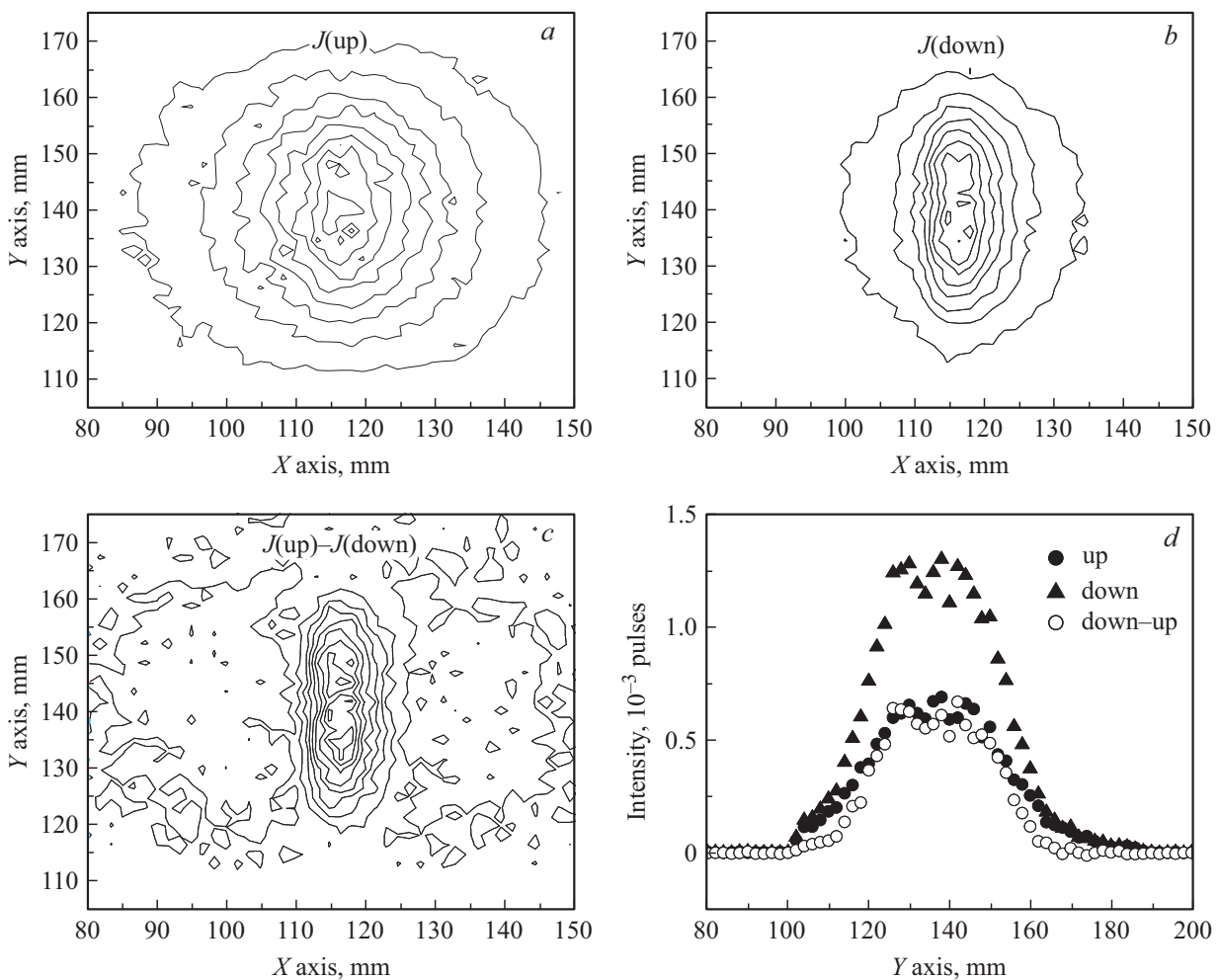


Рис. 6. Интенсивности для образца № 2:  $a, b, c$  — в плоскости  $XY$ ;  $d$  — вдоль вертикальной оси  $Y$  при  $X = 117$  mm.

**3.2. Измерения с использованием двухкоординатного детектора.** Образцы намагничивались вертикальным полем  $H = 13$  кОе. На рис. 5 показаны линии равных интенсивностей для двух пластинок образца № 1, плоскости которых перпендикулярны направлению нейтронного пучка. Шаг усреднения интенсивностей по направлениям  $X$  (горизонталь) и  $Y$  составлял  $2 \times 2$  mm. Для каждого угла  $2\theta$  выполнялось суммирование по координате  $Y$  в интервале 104–170 mm (рис. 5,  $d$ ). В таком случае  $N = 1.207(5)$ . Для интервала  $\Delta Y = 132$ –144 mm получилось  $N = 1.34(1)$ . Эти результаты позволяют понять причину отличия величин  $N$ , полученных ранее при изменении направления  $H$ : при горизонтальном магнитном поле часть МР не регистрируется многоканальной детекторной системой.

Более сильная анизотропия магнитного рассеяния в плоскости  $XY$  наблюдалась для образца № 2 (рис. 6), который 7 h отжигался при  $600^\circ\text{C}$  и 14 h охлаждался в муфельной печи до  $170^\circ\text{C}$ . Для двух пластинок такого образца  $N = 0.03(1)$ , а для интервала  $\Delta Y = 132$ –144 mm  $N = 0.09(1)$ . Измерения на двух образцах, вырезанных из одной заготовки, выполнялись при одних условиях, что позволяет сопоставлять полученные результаты.

Причиной отличия интегральных интенсивностей  $Q(\text{up})$  и  $Q(\text{down})$  считалась [3,4] интерференция нейтронных волн в области расходимости первичного нейтронного пучка. Кажется очевидным, что приведенные на рис. 7 результаты для 1-го и 2-го образцов соответствуют такому предположению. Для одной и двух пластинок, вырезанных из одной мишени для магнетронного распыления, получились следующие величины параметра  $N$ : для 1-го образца 1.136(5) и 1.207; для 2-го 1.03(1) и 1.03(1). Для неотожженного образца  $W(\text{up}) \sim W(\text{down}) \sim W(Nr)$ , а  $N$  равно 1.022(5) и 1.042(5). Действительные величины  $N = Q(11)/Q(00)$ , для вычисления которых необходимо знать интегральные интенсивности пиков „с переворотом спина нейтрона“, больше приведенных значений. Понятно, что связанные с этим погрешности величин  $N = Q(\text{down})/Q(\text{up})$  падают с ростом  $H$  и растут с толщиной образца.

При определении размеров рассеивающих „частиц“ часто используется разности  $[J(\text{up}, 2\theta) - J(\text{down}, 2\theta)]$ . Однако при анализе кривых  $J(\text{up}, 2\theta)$  и  $J(\text{down}, 2\theta)$  можно получить дополнительную информацию. Сильные отличия кривых рассеяния  $J(\text{up}, 2\theta)$  для двух образцов видны на рис. 8. Но отношения интенсивностей

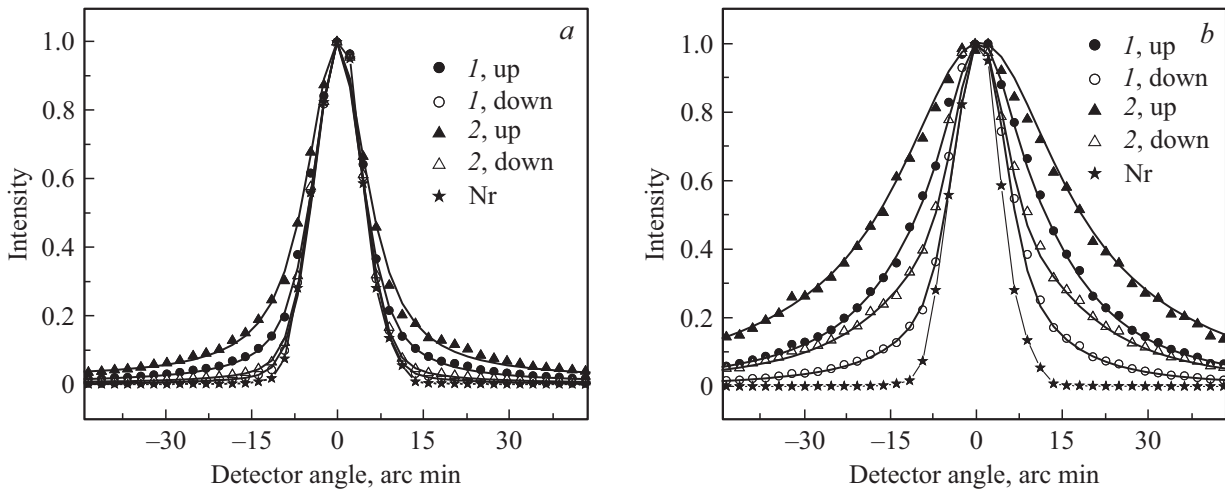


Рис. 7. Угловые распределения интенсивностей вдоль направления  $X$  для одной и двух пластинок.  $a$  — образец № 1.  $b$  — образец № 2.

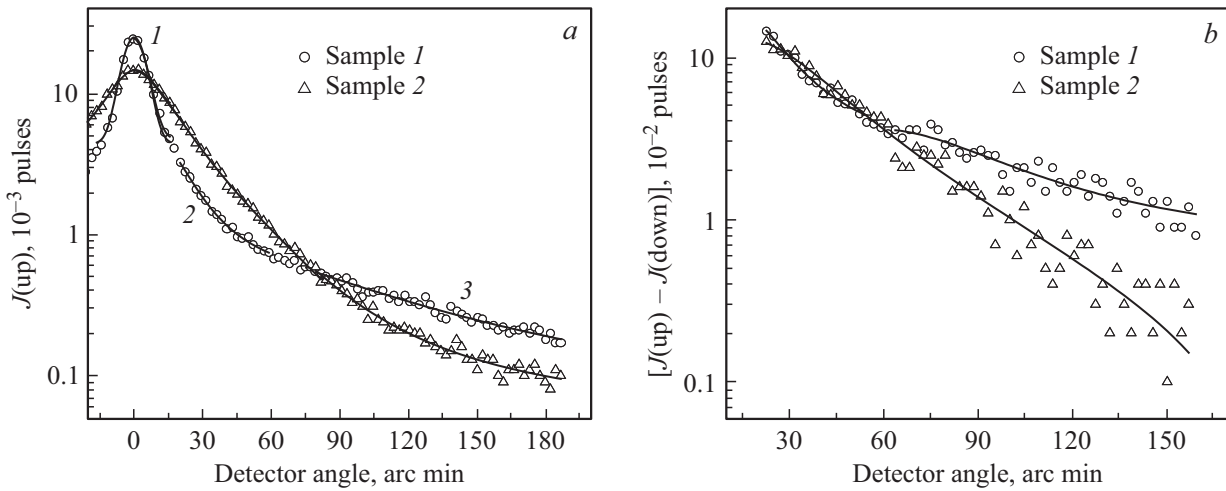


Рис. 8. Угловые распределения интенсивностей для двух пластинок первого ( $a$ ) и второго ( $b$ ) образцов.

$Q(\text{down}, 2)/Q(\text{down}, 1) = 1.02$  и  $Q(\text{up}, 2)/Q(\text{up}, 1) = 1.19$  соответствуют полученным значениям параметров  $N$ .

Для 1-го образца в области расходимости прямого пучка МР нет (рис. 8,  $a$ ), так как  $W(\text{up}) \sim W(Nr) \sim 11'$ . Второй и третий интервалы кривой  $J(\text{up}, 2\vartheta)$  аппроксимируются функциями Лоренца с  $W = 28'(2)$  и  $W = 148'(10)$ . Для 2-го образца МР наблюдается во всем интервале углов  $2\theta$ : при  $2\theta < 20'$   $W = 29'(2)$ , а при  $2\theta > 20'$   $W = 40'(1)$ . Таким образом, величина интерференционного эффекта связана, в основном, с МР на большие углы, что соответствует рис. 8,  $b$  и рис. 3,  $b$ .

#### 4. Заключение

Интерференция падающих и рассеянных нейтронных волн при малоугловом рассеянии нейтронов — частный случай квантовых явлений, которые происходят при упругом рассеянии излучения и частиц. Подобные

эффекты наблюдаются в разных методах дифракционных и рефлектометрических измерений, результаты которых кажутся простыми и понятными.

Наглядный пример опытов с отражением света плоскопараллельной стеклянной пластинкой приводится в книге [11]. При изменении толщины пластинки сумма интенсивностей отраженного и прошедшего через пластинку света сохраняется, что соответствует самому простому варианту трактовки оптической теоремы. Квантовая механика позволяет легко объяснить периодические изменения интенсивностей, измеряемых детекторами, но механизм „сортировки“ фотонов понять не удается.

В статье [4] имелась ввиду математическая формулировка оптической теоремы [12], физический смысл которой в том, что „интерференция падающей волны с волной, рассеянной на нулевой угол, приводит к выбыванию частиц из падающей волны, что обеспечивает сохранение вероятности“ [13]. При МР также

должна сохраняться полное сечение упругого рассеяния. Двухкоординатный детектор позволяет регистрировать все нейтроны, рассеянные „вперед“. Разные величины амплитуд рассеяния для двух направлений спина нейтрона приводят к отличию соответствующих потоков нейтронов. Поэтому можно предположить, что результатом интерференции является обратное отношение интенсивностей нейтронов, рассеянных „назад“.

В настоящей работе использовались разные возможности двух типов детекторных систем. Двухкоординатный детектор позволяет получить общую картину МР и выбрать оптимальную схему обработки экспериментальных данных, но измерение поляризации прошедшего через образец пучка необходимо для изучения магнитных текстур и процессов намагничивания.

Автор выражает глубокую благодарность В.В. Рунову за участие в измерениях и М.К. Руновой за возможность использования разработанных ею компьютерных программ.

## Список литературы

- [1] A. Wiedenmann. *J. Appl. Cryst.* **33**, 428 (2000).
- [2] Sung Ho Lee, Dong Heon Lee, Hyun Jung, Young-Soo Han, Tae-Hwan Kim, Woochul Yang. *Carr. Appl. Phys.* **15**, 915 (2015).
- [3] А.В. Ковалев, О.П. Смирнов. *ФТТ* **55**, 81 (2013).
- [4] В.Р. Toperverg. *Physica B* **335**, 174 (2003).
- [5] А.И. Okorokov, V.V. Runov. *Physica B* **297**, 239 (2001).
- [6] С.В. Малеев. *УФН* **172**, 617 (2002).
- [7] В.В. Рунов, В.С. Ильин, М.К. Рунова, А.К. Раджабов. *Письма ЖЭТФ* **95**, 530 (2012).
- [8] А.В. Ковалев. *Международ. научн. конф. „Актуальные проблемы физики твердого тела“*. Сб. докл. Минск (2016). Т. 1. С. 30.
- [9] А.В. Ковалев. *ФТТ* **53**, 669 (2011).
- [10] А.В. Ковалев. *ФТТ* **52**, 883 (2010).
- [11] Richard P. Feynman. *QED The strange Theory of Light and Matter*. Princeton University Press, 1985.
- [12] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика*. ГИФМЛ, М. (1963). С. 551.
- [13] П.В. Елютин, В.Д. Кривченков. *Квантовая механика*. Наука, М. (1976). С. 169.

*Редактор Т.Н. Василевская*