

## Пространственно-упорядоченные массивы магнитных нанонитей: исследование методом рассеяния поляризованных нейтронов

С. В. Григорьев<sup>1)</sup>, Н. А. Григорьева<sup>+</sup>, А. В. Сыромятников, К. С. Напольский\*, А. А. Елисеев\*, А. В. Лукашин\*,  
Ю. Д. Третьяков\*, Х. Эккерлебе<sup>∇</sup>

*Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова РАН, 188300 Гатчина Ленинградской обл., Россия*

*<sup>+</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, 119164 Санкт-Петербург, Россия*

*\* Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия*

*<sup>∇</sup> GKSS Research Centre D-21502 Geesthacht, Germany*

Поступила в редакцию 10 мая 2007 г.

Настоящая работа посвящена изучению структуры и магнитных свойств пространственно-упорядоченных массивов магнитных нанонитей, сформированных на основе пленок пористого оксида алюминия, методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов. На картах интенсивности малоуглового рассеяния наблюдается несколько дифракционных максимумов (вплоть до 3 порядка отражений), соответствующих рассеянию на высокоупорядоченной пористой структуре матрицы, а также гексагональной упаковке магнитных нанонитей. Наблюдаемые рефлексы накладываются на заметное диффузное рассеяние, связанное с дефектами структуры. Получено теоретическое решение для описания нейтронной дифракции в динамическом пределе на сверхструктуре магнитных нанонитей, внедренных в диамагнитную матрицу. Проанализировано несколько вкладов в рассеяние: немагнитный (ядерный) вклад в рассеяние; магнитная составляющая, зависящая от магнитного поля, и ядерно-магнитная интерференция, показывающая корреляцию магнитной и ядерной структур. Получена детальная картина процесса перемагничивания упорядоченного массива магнитных нанонитей и показано, что рассеяние поляризованных нейтронов дает информацию, недоступную стандартным методам магнетометрии.

PACS: 61.12.Ex, 61.43.Nv

**Введение.** Интерес к исследованию магнитных наноматериалов в современном материаловедении обусловлен возможностью изучения на их примере как фундаментальных вопросов, так и решения прикладных задач, связанных с использованием магнитных наночастиц в биомедицинских целях, получением элементов магнитной логики, синтезом магнитных нанокompозитов для устройств хранения информации с высокой плотностью записи и других магнетoeлектронных устройств. Исследования фундаментального характера, выявляющие взаимосвязь между параметрами магнитной наносистемы и ее функциональными свойствами, позволяют производить направленный поиск и оптимизацию процессов получения наноструктур для их дальнейшего практического применения. Например, в качестве активных элементов магнитных носителей информации были опробованы сферические [1], квадратные [2], дискообразные [3], кольцеобразные [4] и нитевидные наночастицы [5–7], а также их массивы. В зависимости от формы, размерности и состава магнит-

ных наночастиц в системе может формироваться то или иное магнитное состояние. В частности, сферические наночастицы с диаметром менее 10 нм обычно являются пара- или суперпарамагнетиками и обладают малыми значениями температур блокировки и практически нулевой коэрцитивной силой при комнатной температуре [8]. Увеличение анизотропии формы магнитных наноструктур позволяет осуществить преимущественную ориентацию магнитного момента параллельно продольной оси частицы, что существенно улучшает ее магнитные свойства, в частности коэрцитивную силу материала [5]. Действительно, уже сейчас на рынке появились устройства с перпендикулярной записью, в основу которых легли исследования магнитных свойств анизотропных (нитевидных) магнитных частиц. Дальнейшее увеличение плотности записи, очевидно, стоит за разработкой материалов, содержащих упорядоченные массивы анизотропных магнитных наночастиц, а наиболее перспективным методом получения таких наноструктур на большой площади являются процессы самоорганизации.

<sup>1)</sup>e-mail: grigor@pnpi.spb.ru

Недавно анодированный оксид алюминия привлек внимание исследователей, что связано с открытием в 1995 г. возможности получения пленок оксида алюминия с самоупорядоченной пористой структурой с помощью двухстадийного анодного окисления [9]. В настоящее время наибольшее применение пленки анодированного  $Al_2O_3$  нашли в качестве матриц для синтеза упорядоченных массивов анизотропных наноструктур различного состава [10–12]. Исследование структуры формирующихся нанонитей обычно проводится с помощью электронной или зондовой микроскопии, а их магнитные свойства изучают SQUID магнетометрией. В значительно меньшей степени используется техника малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов, несмотря на то, что данный метод оказывается чувствительным как к структуре пористой матрицы  $Al_2O_3$  [13], так и к структуре и магнитным свойствам системы нанонитей. В данной работе проведено детальное изучение структуры и магнитных свойств пространственно-упорядоченных массивов магнитных нанонитей Ni, сформированных на основе пленок анодированного  $Al_2O_3$  методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов.

**1. Эксперимент. 1.1. Синтез образцов.** Пленки  $Al_2O_3$  с высокоупорядоченной структурой пор синтезировали по методике двухстадийного анодного окисления [9, 10, 14]. Анодное окисление алюминия проводили в двухэлектродной электрохимической ячейке в 0.3 М растворе  $(COOH)_2$  при постоянном напряжении 40 В. Продолжительность первого и второго анодного окисления составляла 48 и 24 ч., соответственно. Образовавшуюся оксидную пленку отделяли от алюминиевой подложки путем селективного растворения последней в 10%-ном растворе  $Br_2$  в  $CN_3OH$ . Затем барьерный слой удаляли травлением пленки в 5 об. %-ном растворе  $H_3PO_4$  при 60 °С в течение 5 мин. Полученные пленки толщиной 60 мк использовали в качестве шаблона для синтеза нитевидных наночастиц. Важным преимуществом использования анодированного  $Al_2O_3$  в качестве матрицы для получения нитевидных наночастиц является возможность применения электроосаждения, основными достоинствами которого являются: простота реализации и возможность получения широкого спектра материалов, возможность контроля количества внедренного вещества на основе закона Фарадея, полнота заполнения пор внедряемым материалом, чего не удается достичь при использовании методов пропитки пор с последующей химической модификацией. На одну сторону пленки  $Al_2O_3$  после удаления барьерного слоя термически напыляли слой золота толщиной 0.1 ÷ 0.2 мкм. Затем мембрану с напылен-

ным золотым контактом помещали на токопроводящую основу, которая придавала механическую прочность изготавливаемому электроду, а место контакта тщательно изолировали. Для контролируемого роста наночастиц Ni в матрице пористого  $Al_2O_3$  электрохимическое осаждение проводили в трехэлектродной ячейке в потенциостатическом режиме ( $E_d = -0.8$  В отн. Ag/AgCl электрода сравнения) с использованием потенциостата Solartron 1287 из электролита следующего состава 0.6 М  $NiSO_4 \cdot 7H_2O$ , 0.1 М  $NiCl_2 \cdot 6H_2O$ , 0.3 М  $H_3BO_3$  при комнатной температуре. Вспомогательным электродом служила Pt проволока. Продолжительность электроосаждения Ni составляла 24 ч, что, согласно данным сканирующей электронной микроскопии, соответствовало образованию нитевидных наночастиц длиной 20 мкм, при этом диаметр частиц равен ~ 40 нм.

**1.2. Малоугловое рассеяние поляризованных нейтронов на упорядоченных магнитных наноструктурах: теория.** Как и в предыдущей работе [13], задачу о малоугловом упругом когерентном рассеянии нейтронов атомами Ni и матрицы  $Al_2O_3$  сведем к задаче о рассеянии на эффективном потенциале  $U$ :

$$U = \begin{cases} E(1 - 1/n_m^2) & \text{в матрице,} \\ E(1 - 1/n_w^2) - & \text{в Ni,} \\ -4\pi\mu_n\sigma \cdot (\mathbf{M} - \hat{N}\mathbf{M}) & \text{заполняющем поры,} \end{cases} \quad (1)$$

где  $E = (\hbar k)^2/2m$  – энергия нейтрона в вакууме,  $n_m$  и  $n_w$  – коэффициенты преломления нейтронов в матрице и в магнитных нитях, находящихся в порах, соответственно,  $\mu_n$  – магнитный момент нейтрона,  $\mathbf{M}$  – намагниченность нитей,  $\hat{N}$  – тензор коэффициентов размагничивания нитевидной частицы и  $\sigma$  – вектор Паули, описывающий спин нейтрона. Отметим, что задача решается в приближении однородного распределения магнитной индукции в нанонитях. Поскольку частицы Ni представляют собой длинные цилиндры, то  $\hat{N}_{xx} = \hat{N}_{yy} = 1/2$  и  $\hat{N}_{zz} = 0$ , если поле направлено перпендикулярно и вдоль длинной оси нанонитей, соответственно. Хорошо известно, что для нейтронов с  $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$  в большинстве веществ  $1 - n \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$  [15]. Кроме того, слагаемое в уравнении (1), содержащее  $\mathbf{M}$ , может быть лишь порядка членов, содержащих  $E$ . Поэтому можно применить хорошо известные формулы для рассеяния частиц с большими энергиями [16], согласно которым амплитуда рассеяния имеет вид

$$f_{\mathbf{q}} = \frac{k}{2\pi i} \int d\rho [S(\rho) - 1] \exp(-i\mathbf{q}\rho), \quad (2)$$

$$S(\rho) = \exp\left(-\frac{im}{\hbar^2 k} \int_{-\infty}^{\infty} dz U(\rho, z)\right), \quad (3)$$

где  $z$  – направление распространения плоской волны, перпендикулярное плоскости пористой пленки, и  $\rho$  – вектор в этой плоскости. Интегралы в (2) и (3) легко вычисляются и мы имеем для  $f_{\mathbf{q}}$  с точностью до фазового множителя в случае, когда поле направлено в плоскости пленки (перпендикулярно длинной оси магнитных нитей)

$$f_{\mathbf{q}} = \mathcal{S}(q) F(\mathbf{q}) \left( \sin A \cos B + 2 \frac{(\sigma \mathbf{M})}{M} \cos A \sin B \right), \quad (4)$$

где  $A = k(L - l)(n_m - 1)/2 + kl(n_m - n_p)/2$ ,  $L$  – толщина пленки  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $l$  – длина части поры, заполненной магнитным веществом,  $B = \pi l \mu_n M m / 2 \hbar^2 k$ ,  $\mathcal{S}(q) = 2kR^2 J_1(qR)/qR$ ,  $R$  – радиус поры,  $J_s(x)$  – функция Бесселя первого рода  $s$ -го порядка и  $F(\mathbf{q}) = \sum_n \exp(-i\mathbf{q}\rho_n)$  – структурный фактор, где суммирование ведется по положению центров пор, задаваемых векторами  $\rho_n$ ;  $F(\mathbf{q})$  имеет максимумы, когда  $\mathbf{q}$  равно векторам обратной решетки  $\mathbf{q}_{ht} = h\mathbf{a}_1 + t\mathbf{a}_2$ , где  $h$  и  $t$  – целые числа,  $\mathbf{a}_1 = (1, 0)4\pi/(\sqrt{3}a)$  и  $\mathbf{a}_2 = (1, \sqrt{3})2\pi/\sqrt{3}a$  – элементарные векторы обратной решетки, и  $a$  – расстояние между центрами соседних пор.

Сечение рассеяния удобно представить в виде трех слагаемых:  $|f_{\mathbf{q}}|^2 = \Sigma_n + \Sigma_m + \Sigma_i$ , где  $\Sigma_n$  и  $\Sigma_m$  являются сечениями ядерного и магнитного рассеяний, соответственно, которые не зависят от поляризации нейтронов  $\mathbf{P}$ , а  $\Sigma_i$  описывает ядерно-магнитную интерференцию и пропорционально  $\mathbf{P}$ . Используя (4), имеем после простых вычислений:

$$\Sigma_n = |\mathcal{S}(q) F(\mathbf{q})|^2 \sin^2 A, \quad (5)$$

$$\Sigma_m = |\mathcal{S}(q) F(\mathbf{q})|^2 \cos^2 A \sin^2 B, \quad (6)$$

$$\Sigma_i = \frac{(\mathbf{P}\mathbf{M})}{M} |\mathcal{S}(q) F(\mathbf{q})|^2 \sin 2A \sin 2B. \quad (7)$$

При интерпретации экспериментальных данных необходимо учитывать неоднородности реальной структуры пленок  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , а также сложную микроструктуру нанонитей, сопровождающиеся небольшим изменением намагниченности отдельных частиц. Изогнутость пор и изменение их радиусов постараемся учесть, вводя в интегралы по площади поры весовой множитель  $\exp(-r^2/2\sigma_r^2)$ , где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор, проведенный из центра поры. Будем полагать также, что положение центра  $n$ -й поры

задается вектором  $\rho_n = \rho_n^{(0)} + \delta\rho_n$ , где  $\delta\rho_n$  – случайные векторы, длины которых распределены по закону  $(2\pi\sigma_r^2)^{-1} \exp(-\delta\rho_n^2/2\sigma_r^2)$ . В результате имеем для сечения ядерного рассеяния вместо уравнения(5)

$$\Sigma_n = \tilde{\mathcal{S}}(q)^2 \left[ |F(\mathbf{q})|^2 e^{-(q\sigma_r)^2} + \mathcal{N} \left[ 1 - e^{-(q\sigma_r)^2} \right] \right] \sin^2 A, \quad (8)$$

где  $\tilde{\mathcal{S}}(q) = 2k\sigma_r^2 \exp(-[q\sigma_r]^2/2)$  и второй член в скобках не зависит от направления  $\mathbf{q}$ , является плавной функцией  $q$  и представляет собой своеобразный фон. Для нахождения магнитного и интерференционного сечений необходимо учесть также изменение намагниченности наночастиц Ni. Будем считать, что намагниченность  $n$ -й нанонити имеет вид  $\mathbf{M}_n = \mathbf{M} + \delta\mathbf{M}_n$ , причем  $|\delta\mathbf{M}_n| \ll M$ . Простое вычисление дает вместо (6) и (7)

$$\begin{aligned} \Sigma_m = & \tilde{\mathcal{S}}(q)^2 |F(\mathbf{q})|^2 e^{-(q\sigma_r)^2} \cos 2A \sin^2 B + \\ & + \tilde{\mathcal{S}}(q)^2 \mathcal{N} \left\{ B^2 \frac{\overline{\delta M^2}}{M^2} \cos^2 A \left[ 1 + \frac{\sin^2 B}{B^2} \right] + \right. \\ & \left. + \left[ 1 - e^{-(q\sigma_r)^2} - B^2 \frac{\overline{\delta M^2}}{M^2} \right] \cos 2A \sin^2 B \right\}, \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Sigma_i = & \frac{(\mathbf{P}\mathbf{M})}{M} \tilde{\mathcal{S}}(q)^2 \sin 2A \sin 2B \left\{ |F(\mathbf{q})|^2 e^{-(q\sigma_r)^2} + \right. \\ & \left. + \mathcal{N} \left( \left[ 1 - e^{-(q\sigma_r)^2} \right] - B^2 \frac{\overline{\delta M^2}}{M^2} \right) \right\}, \quad (10) \end{aligned}$$

где  $\overline{\delta M^2} = \sum_n |\delta\mathbf{M}_n|^2 / 2\mathcal{N}$ . Отметим, что при малых  $q$  знак фонового члена (диффузное рассеяние) в  $\Sigma_i$  противоположен знаку слагаемого, содержащего  $F(\mathbf{q})$  и отвечающего за когерентное рассеяние. Как будет показано ниже, этот вывод теории подтверждается экспериментально.

**1.3. Малоугловое рассеяние: эксперимент.** Эксперименты по малоугловому рассеянию нейтронов проводились на установке SANS-2 исследовательского реактора FRG-1 в г. Геестхахт (Германия). Использовался пучок поляризованных нейтронов с начальной поляризацией  $P_0 = 0.95$ , с длиной волны  $\lambda = 0.58$  нм, отношением  $\Delta\lambda/\lambda = 0.1$  и расходимостью пучка 1.5 мрад. Рассеянные нейтроны регистрировались двухкоординатным позиционно-чувствительным детектором с разрешением  $256 \times 256$  ячеек. Пленка площадью около  $0.5 \text{ см}^2$  ориентировалась перпендикулярно нейтронному пучку и равномерно засвечивалась по всей площади. Такая ориентация образца соответствует параллельному расположению пор, а также длинной оси магнитных нанонитей, относительно падающего пучка нейтронов (рис.1). Выбранная геометрия эксперимента

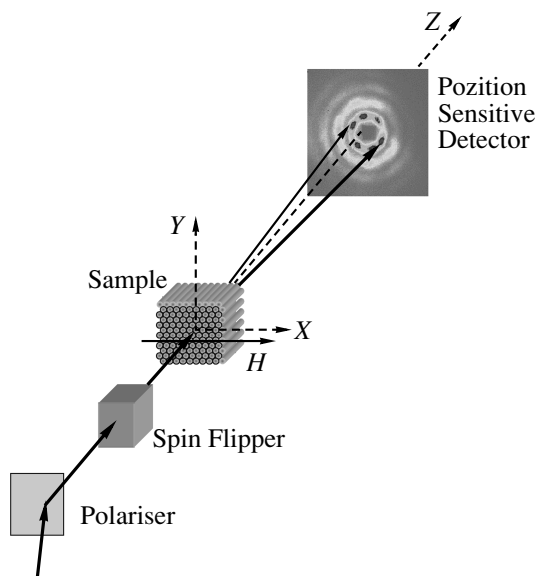
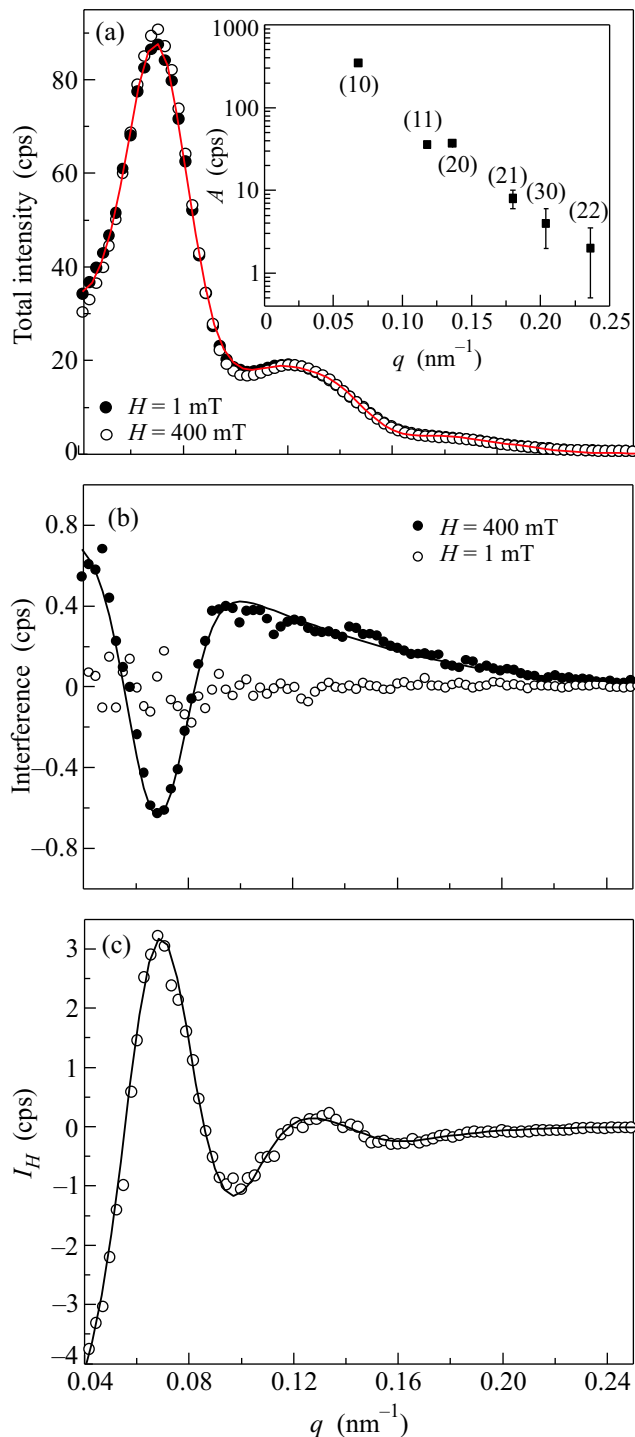


Рис.1. Схема нейтронного эксперимента

позволяет наблюдать систему дифракционных отражений от упорядоченной структуры пористой матрицы, а также сверхструктуры магнитных нанонитей в малоугловом диапазоне рассеяния. Расстояние образец – детектор было установлено  $S = 9$  м, чтобы покрывался диапазон переданных импульсов от  $0.01$  до  $0.3 \text{ нм}^{-1}$ . Внешнее магнитное поле (в диапазоне от  $1$  до  $400$  мТл) прикладывали перпендикулярно длинной оси нанонитей. В эксперименте измеряли зависимость интенсивности рассеяния нейтронов от переданного импульса при поляризации нейтронов, направленной параллельно  $I(q, +P_0)$  и антипараллельно  $I(q, -P_0)$  внешнему магнитному полю. Часть сечения рассеяния нейтронов, не зависящая от поляризации (то есть сумма ядерного и магнитного сечений), определяли как сумму  $I(q) = (I(q, +P_0) + I(q, -P_0))/2$ . Магнитную составляющую полного сечения рассеяния оценивали как зависящий от магнитного поля вклад  $I_H(q) = I(q, H) - I(q, 0)$ . Рассеяние, зависящее от поляризации нейтронов,  $\Delta I(q) = (I(q, +P_0) - I(q, -P_0))/2$ , является интерференционным вкладом и характеризует степень корреляции между ядерной и магнитной структурами.

**2. Результаты измерений и их обсуждение.** На рис.2а представлены зависимости интенсивности полного (ядерного и магнитного) сечения нейтронного рассеяния от переданного импульса  $I(q)$  для немагнитного ( $H = 1$  мТ) и намагнитченного ( $H = 400$  мТ) образцов. Отчетливо наблюдаются несколько дифракционных максимумов, что свиде-


 Рис.2. Зависимости интенсивности от переданного импульса (а) полного (ядерного и магнитного) сечения нейтронного рассеяния при  $H = 1$  и  $H = 400$  мТ, (б) интерференционного рассеяния  $\Delta I(q)$  при  $H = 1$  и  $H = 400$  мТ, и (в) сечения, зависящего от магнитного поля,  $I_H(q)$ 

тельствует о высокоупорядоченной структуре исследуемого нанокompозита  $\text{Ni}/\text{Al}_2\text{O}_3$ . Полученная зави-

симось  $I(q)$  удовлетворительно описывается суммой гауссианов с центрами при  $q_{(10)} = 0.068 \pm 0.004 \text{ нм}^{-1}$ ,  $q_{(11)} = 0.118 \pm 0.004 \text{ нм}^{-1}$ ,  $q_{(20)} = 0.136 \pm 0.004 \text{ нм}^{-1}$ ,  $q_{(21)} = 0.180 \pm 0.004 \text{ нм}^{-1}$ , полушириной  $\delta_B = (112 \pm 1) \cdot 10^{-4} \text{ нм}^{-1}$  и амплитудами, показанными на вставке на рис.2а, и диффузного малоуглового рассеяния, которое представлено также гауссианом с центром при  $q = 0$  и полушириной  $\delta_D = (761 \pm 3) \cdot 10^{-4} \text{ нм}^{-1}$ . Наблюдаемые дифракционные максимумы были проиндексированы в гексагональной сингонии с параметром  $a = 106 \pm 2 \text{ нм}$ . Гексагональная упаковка пор и магнитных нанонитей также подтверждается данными сканирующей электронной микроскопии.

Интерференционный вклад в рассеяние  $\Delta I(q)$  показан на рис.2б. Видно, что он равен нулю во всем диапазоне переданных импульсов для немагнитного образца ( $H = 1$ ). В большом магнитном поле поляризационно-зависимое рассеяние состоит из двух вкладов: максимумов интерференции при  $\mathbf{q}$ , совпадающих с положением дифракционных рефлексов при рассеянии на сверхструктуре наноконструкта, и интерференции в малоугловом диффузном рассеянии. Причем эти два вклада имеют разные знаки, что хорошо согласуется с теорией ур. (10). Кривые интенсивности интерференционного рассеяния были аппроксимированы суммой гауссианов с центрами в нуле (диффузное рассеяние) и при  $\mathbf{q} = \mathbf{q}_{ht}$  (когерентное рассеяние). Амплитуды интерференционных вкладов в позиции дифракционного рефлекса ( $A_{\text{refl}}$ ) и диффузного рассеяния ( $A_{\text{diff}}$ ) показаны на рис.3а в зависимости от внешнего магнитного поля. Следует отметить, что интерференционный вклад прямо пропорционален намагнитченности, которая демонстрирует отсутствие всякого гистерезиса как при первоначальном намагнитчивании, так и при последующем перемагнитчивании системы магнитных нанонитей в поле, перпендикулярном длинной оси нити. Рассеяние имеет некоторую тенденцию к насыщению в полях  $H > 200 \text{ мТл}$ , при этом диффузное рассеяние насыщается быстрее когерентного.

Составляющая рассеяния, зависящая от магнитного поля,  $I_H(q)$ , представлена на рис.2с. Данная зависимость является разностью магнитных сечений образца, находящегося в двух, существенно отличающихся, состояниях: состоянии, близкого к намагнитченности насыщения (в поле  $H = 400 \text{ мТл}$ ), и полностью размагнитченного состояния, то есть без магнитной предыстории при  $H = 0$ . Главной составляющей магнитного сечения при  $H = 400 \text{ мТл}$  является система магнитных рефлексов, описываемых суммой гауссианов с позициями, соответствующими макси-

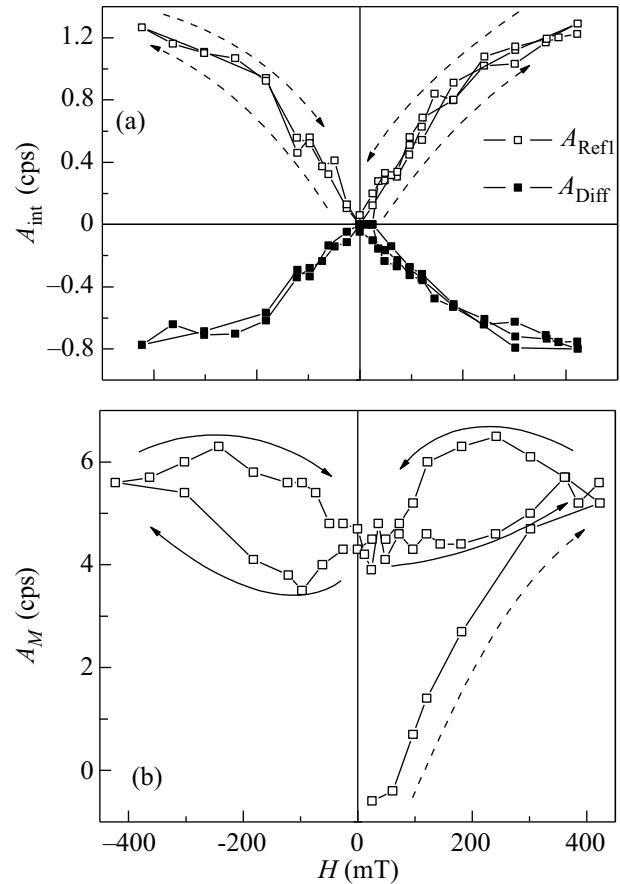


Рис.3. Полевая зависимость амплитуд (а) интерференционных вкладов (диффузного и когерентного) и (б) магнитного когерентного вклада, полученных из аппроксимации экспериментальных значений

мумам сечения ядерного рассеяния. Напротив, основной составляющей сечения в нулевом магнитном поле является рассеяние на доменах, то есть диффузное рассеяние, которое описывается гауссианом при  $q = 0$ , при полном отсутствии какого-либо вклада в дифракционные рефлексы. Аппроксимация экспериментальных данных в рамках этой модели представлена на рис.2с, а амплитуда наиболее интенсивного магнитного рефлекса при  $\mathbf{q} = \mathbf{q}_{10}$  в зависимости от внешнего магнитного поля показана на рис.3б. Видно, что кривая первоначального намагнитчивания (первое увеличение поля от нуля до  $H = 400 \text{ мТл}$ ) существенно отличается от кривой перемагнитчивания (последующее уменьшение поля и его рост с обратным знаком), что говорит о необратимом изменении магнитной структуры образца в результате первичного намагнитчивания. Процесс перемагнитчивания происходит с гистерезисом, причем при уменьшении магнитного поля от поля насыщения интенсивность пика сначала растет, а потом уменьшается.

Качественно такое поведение можно объяснить, если предположить, что на обратном ходе сначала происходит когерентный поворот намагниченности в разных нитях в направлении к оси легкого намагничивания (длинная ось нанонитей). При этом происходит уменьшение эффективного коэффициента размагничивания и рост намагниченности отдельных нитей, а следовательно увеличение  $A_m$ . При дальнейшем уменьшении магнитного поля ниже 250 мТл начинается процесс разбиения на домены и, как следствие, уменьшение намагниченности нанонитей Ni.

Интересным является также вопрос о соотношении амплитуд ядерного, магнитного и интерференционного рассеяний. Зная соотношения амплитуд и воспользовавшись системой уравнений (5)–(7) или (8)–(10), можно получить величину  $A$  и  $\tilde{\mu}M$  и зависимость последней от внешнего магнитного поля. Особенно интригующей является возможность за счет изменения волнового вектора нейтронного пучка избавиться от ядерного рассеяния и ядерно-магнитной интерференции при  $A = \pi$ , в то время как магнитное рассеяние, будучи пропорциональным  $\cos 2A$ , не исчезнет. Однако эти особенности требуют дополнительного экспериментального подтверждения.

**3. Заключение.** В работе получено теоретическое решение для описания нейтронного рассеяния на пространственно-упорядоченных массивах магнитных нанонитей, сформированных в матрице пористого оксида алюминия. Проанализировано несколько вкладов в рассеяние: немагнитный (ядерный) вклад, магнитная составляющая, зависящая от магнитного поля, и ядерно-магнитная интерференция, показывающая корреляцию магнитной и ядерной структур. Получена детальная картина процесса перемагничивания упорядоченного массива магнитных нанонитей и показано, что рассеяние поляризованных нейтронов дает информацию, недоступную стандартным методам магнетометрии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда содействия отечественной науке (А.В.С.), Президента РФ (грант # МК-4160.2006.2) (А.В.С.), Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 06-02-16702 и # 05-02-16558), а также в рамках ФЦНТП (грант # 40.012.1.1.1149). Российские авторы благодарны научно-исследовательскому центру GKSS (Германия) за гостеприимство.

1. S. H. Sun, C. B. Murray, D. Weller et al., *Science* **287**, 1989 (2000).
2. R. P. Cowburn, A. O. Adeyeye, and M. E. Welland, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5414 (1998).
3. J. Mejia-Lopez, D. Altbir, A. H. Romero et al., *J. Appl. Phys.* **100**, Art. No. 104319 (2006).
4. S. P. Li, D. Peyrade, M. Natali et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1102 (2001).
5. L. Sun, Y. Hao, C.-L. Chien, and P. C. Searson, *IBM J. Res. & Dev.* **49**, 79 (2005).
6. K. S. Napolskii, A. A. Eliseev, N. V. Yesin et al., *Physica E* **37**, 178 (2007).
7. Y. Henry, K. Ounadjela, L. Piraux et al., *Eur. Phys. J. B* **20**, 35 (2001).
8. H. Sato, *Mater. Trans. JIM* **34**, 76 (1993).
9. H. Masuda and K. Fukuda, *Science* **268**, 1466 (1995).
10. S. Shingubara, *J. of Nanoparticle Research* **5**, 17 (2003).
11. G. Sauer, G. Brehm, S. Schneider et al., *J. Appl. Phys.* **2**, 3243 (2002).
12. Y. Piao, H. Lim, J. Y. Chang et al., *Electrochim. Acta* **50**, 2997 (2005).
13. С. В. Григорьев, Н. А. Григорьева, А. В. Сыромятников и др., *Письма в ЖЭТФ* **55**, 549 (2007).
14. O. Jessensky, F. Muller, and U. Gusele, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1173 (1998).
15. В. Ф. Турчин, *Медленные нейтроны*, М.: Госатомиздат, Москва, 1963.
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика, Нерелятивистская теория*, М.: Наука, 1989.