

Массивы взаимодействующих ферромагнитных нанонитей: исследование методом малоугловой нейтронной дифракции

С. В. Григорьев⁺, Н. А. Григорьева^{*1)}, К. С. Напольский[×], А. П. Чумаков⁺, А. А. Елисеев[×], И. В. Росляков[×],
Х. Эккерлебе[°], А. В. Сыромятников⁺⁺

⁺ Петербургский институт ядерной физики им. Константинова РАН, 188300 Гатчина, Россия

^{*} Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия

[×] МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[°] Helmholtz-Zentrum Geesthacht, D-21502 Geesthacht, Germany

Поступила в редакцию 8 сентября 2011 г.

В работе исследованы магнитные свойства пространственно-упорядоченных массивов взаимодействующих нанонитей методом малоугловой дифракции поляризованных нейтронов. На картах интенсивности нейтронного рассеяния наблюдали несколько дифракционных максимумов, или колец, соответствующих рассеянию на высокоупорядоченной структуре пор/нанонитей с гексагональной упаковкой. В процессе перемагничивания массива нанонитей в поле, приложенном перпендикулярно оси нанонити, проанализированы интерференционный (ядерно-магнитный) и чистый магнитный вклады в рассеяние. Средняя намагниченность и пропорциональный ей интерференционный вклад растут с ростом поля и насыщаются при $H = H_S$. Процесс перемагничивания при этом проходит практически без гистерезиса. Интенсивность магнитного вклада имеет гистерезисное поведение в процессе перемагничивания как для положительных, так и для отрицательных полей, образуя зависимость интенсивности от поля в форме “крыльев бабочки”. Показано, что такой вид зависимости обусловлен магнитостатическим взаимодействием между нитями в диапазоне полей $H \leq H_S$. Предложена теория для описания магнитных свойств массивов взаимодействующих ферромагнитных нанонитей в магнитном поле.

1. Введение. Исследование магнитных свойств массивов ферромагнитных нанонитей, поперечные размеры которых много меньше их длины, представляет несомненный интерес в связи с концепцией миниатюризации элементной базы электроники. Обычно индивидуальная нанонить рассматривается как единичный рабочий элемент, влияние на который остальных элементов массива считается пренебрежимо малым (см., например, работу [1] и ссылки в ней), поскольку нанонити взаимодействуют друг с другом посредством слабого дипольного взаимодействия. Это пренебрежение взаимодействием вполне оправданно в том случае, когда плотность нанонитей в образце f (отношение объема всех нанонитей к общему объему образца) невелика. Например, для никелевых нанонитей взаимодействие можно не учитывать, если f по порядку величины меньше 0.01. Для массива нанонитей, упорядоченного в квадратную решетку, это соответствует отношению радиуса нити к расстоянию между центрами R/a , равному 0.05. Однако при более плотной упаковке ($R/a \gg 0.05$) взаимодействием нанонитей пренебрегать нельзя, поскольку оно сильно изменит магнит-

ные свойства всего массива в целом. В частности, в пространственно-упорядоченном массиве нанонитей в результате их магнитного взаимодействия может возникнуть дальний магнитный порядок.

Пространственное упорядочение определяется шаблоном, на основе которого создается массив. Степень упорядочения как шаблона, так и массива нанонитей может быть исследована методом малоугловой дифракции рентгеновского излучения [2]. В свою очередь, естественным инструментом для измерения магнитного порядка является малоугловая дифракция нейтронов на массиве нанонитей, поскольку магнитная составляющая дифракции нейтронов, или интегральная интенсивность магнитных рефлексов, прямо пропорциональна квадрату числа когерентно рассеивающих нитей N^2 . Таким образом, изменение магнитного порядка в массиве нанонитей можно определять прямо из изменения интенсивности магнитной составляющей брэгговских рефлексов.

В данной работе исследованы магнитные свойства пространственно-упорядоченных массивов магнитных нанонитей методом малоугловой дифракции поляризованных нейтронов. Исследован процесс перемагничивания массива нанонитей в поле, прило-

¹⁾ e-mail: natali@lns.pnpi.spb.ru

женном перпендикулярно оси нанонити. Установлено, что магнитный вклад в интенсивность рассеяния имеет гистерезисное поведение в процессе перемагничивания как для положительных, так и для отрицательных полей, образуя зависимость интенсивности от поля в форме “крыльев бабочки”. Особое внимание в работе сфокусировано на разработке теории, описывающей магнитные свойства массивов взаимодействующих ферромагнитных нанонитей в магнитном поле.

2. Эксперимент.

2.1. Синтез образцов. В качестве объекта исследования использовались: 1) порошок образца из частиц мезопористого диоксида кремния с внедренными в поры нанонитями железа; 2) квазимонокристалл – массив никелевых нанонитей, сформированных на основе пленок пористого оксида алюминия.

Магнитный порошок наноккомпозит Fe/SiO₂ представляет собой массив нанонитей, полученных на основе мезопористого диоксида кремния путем внедрения неполярного комплекса металла (карбонила Fe(CO)₅) в гидрофобную часть композита (поры) методом пропитки с последующим разложением под действием ультрафиолетового облучения и термической кристаллизацией. Данная технология позволяет получать массивы нитевидных частиц с длиной L порядка 1–2 мкм, диаметром $2R$ около 2 нм и a порядка 4 нм [3].

Пленки Al₂O₃ толщиной 60 мкм с высокоупорядоченной гексагональной структурой пор ($a = 105$ нм) использовались в качестве шаблона для синтеза нитевидных наночастиц [4]. Контролируемый рост наночастиц Ni в матрице пористого Al₂O₃ проводили методом электрохимического осаждения в трехэлектродной ячейке в потенциостатическом режиме. Продолжительность электроосаждения Ni составляла 24 ч, что, согласно данным сканирующей электронной микроскопии, соответствовало образованию нитевидных наночастиц длиной $L = 20$ мкм. При этом диаметр частиц $2R = 40$ нм [5].

2.2. Малоугловое рассеяние поляризованных нейтронов на упорядоченных магнитных наноструктурах. Сечение нейтронного рассеяния можно представить в виде трех слагаемых: $|f_{\mathbf{q}}|^2 = \Sigma_n + \Sigma_m + \Sigma_i$, где Σ_n и Σ_m являются сечениями ядерного и магнитного рассеяний соответственно и не зависят от поляризации нейтронов \mathbf{P} , а Σ_i описывает ядерно-магнитную интерференцию и пропорциональна \mathbf{P} . Слагаемые сечения рассеяния на исследуемых массивах магнитных нанонитей можно представить в виде [6]

$$\Sigma_n = A^2 |\mathcal{S}(q)F(\mathbf{q})|^2, \quad (1)$$

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

$$\Sigma_i = 2AB \frac{(\mathbf{PM})}{M} |\mathcal{S}(q)F(\mathbf{q})|^2, \quad (3)$$

$$B = \frac{\pi L \mu_n m}{\hbar^2 k} \sqrt{M_z^2 + (1 - N_{\perp})^2 M_x^2}, \quad (4)$$

$$A = kL(n_m - n_p)/2,$$

где $N_{\perp} = 1/2$ – размагничивающий фактор в направлении, перпендикулярном нанонити, $M_{x,z}$ – компоненты намагниченности всего образца (система координат показана на рис. 1), $\mathcal{S}(q) = 2kR^2 J_s(qR)/(qR)$ – форм-фактор, $J_s(x)$ – функция Бесселя первого рода s -го порядка, $F(\mathbf{q}) = \sum_n \exp(-i\mathbf{q}\boldsymbol{\rho}_n)$ – структурный фактор (суммирование ведется по положению центров нанонитей, задаваемых векторами $\boldsymbol{\rho}_n$). Структурный фактор $F(\mathbf{q})$ 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, $\mathbf{a}_1 = (1, 0) \cdot 4\pi/(\sqrt{3}a)$ и $\mathbf{a}_2 = (1, \sqrt{3}) \cdot 2\pi/(\sqrt{3}a)$ – элементарные векторы обратной решетки, a – расстояние между центрами соседних нитей.

Отметим, что для качественного описания нейтронных данных мы пренебрегли в (2), (3) вкладом от магнитного поля, созданного магнитными нанонитями в пространстве между порами. Это вполне оправданное приближение в случае, когда нити намагничены вдоль своей длины [1], но оно не вполне корректно при достаточно большой поперечной компоненте намагниченности. Учитывая реальную геометрию исследуемых образцов и то, что поле, созданное поперечно намагниченным длинным цилиндром, убывает с расстоянием r от центра поры как $1/r^2$ [7], можно утверждать, что формулы (2), (3) пригодны для качественного описания.

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 двух-координатным позиционно-чувствительным детектором с разрешением 256×256 ячеек. Пленка образца Ni/Al₂O₃ площадью около 0.5 см^2 ориентировалась перпендикулярно нейтронному пучку и равномерно засвечивалась по всей площади. Такая ориентация образца соответствует параллельному расположению оси нанонитей относительно падающего пучка нейтронов. В случае порошкового образца Fe/SiO₂ картина рассеяния представляет собой набор концентрических колец, которые в

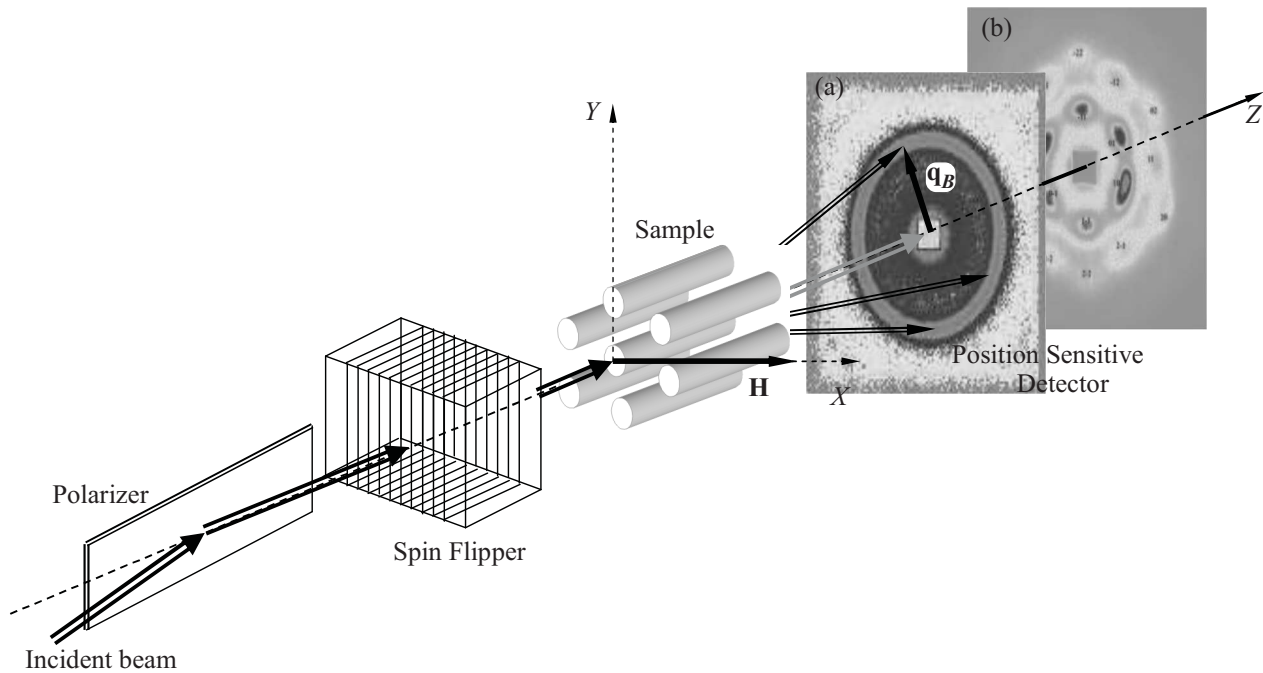


Рис. 1. Схема эксперимента по малоугловой дифракции поляризованных нейтронов на двумерных массивах нанонитей. Представленные картины дифракции соответствуют малоугловому рассеянию от порошкового образца Fe/SiO₂ (a) и пленки Ni/Al₂O₃ (b)

основном являются результатом рассеяния на нанонитях, расположенных параллельно падающему пучку нейтронов (рис. 1). Это связано с тем фактом, что когерентный объем нейтронов, рассеянных на малые углы, эффективно вытянут вдоль пучка, а когерентный объем системы нанонитей вытянут вдоль нити. И при совпадении же оси нити и оси пучка эффективность рассеяния многократно увеличивается (см., например, [8]). Выбранная геометрия эксперимента позволяет наблюдать систему дифракционных отражений (рефлексов) от упорядоченной структуры пористой матрицы и сверхструктуры магнитных нанонитей в малоугловом диапазоне рассеяния.

Внешнее магнитное поле \mathbf{H} прикладывали перпендикулярно оси падающего пучка нейтронов, что соответствует геометрии “поле перпендикулярно длинной оси нанонитей”. В экспериментах 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 зависящую от поляризации (т.е. сумму 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 вклад $I_H(q) = I(q, H) - I(q, 0)$, зависящий от магнитного

поля. 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.

3. Результаты измерений. На рис. 2 представлена кривая гистерезиса намагниченности порошкового образца Fe/SiO₂, в котором направление оси

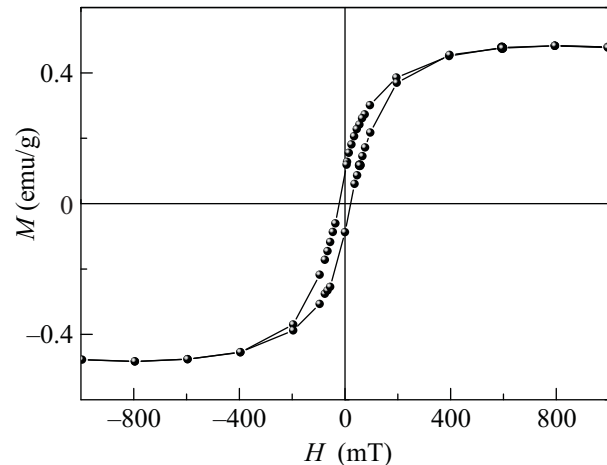


Рис. 2. Кривая гистерезиса намагниченности образца Fe/SiO₂ при температуре $T = 300$ К

нанонитей в разных частицах случайно ориентировано по отношению к направлению магнитного поля.

Намагниченность демонстрирует небольшой гистерезис с коэрцитивной силой $H_c \sim 20$ мТл и насыщением в поле $H_S \sim 400$ мТл. Малоугловая дифракция на таком образце представляет собой кольцо (систему колец) интенсивности рассеяния, как показано на детекторе на рис. 1а. На рис. 3 представлена

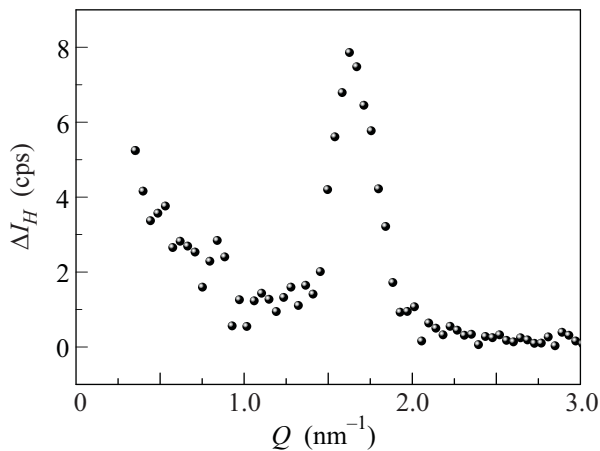


Рис. 3. Часть интенсивности нейтронного рассеяния, зависящая от магнитного поля, для образца Fe/SiO₂ в магнитном поле $H = 200$ мТл (обратный ход) при температуре $T = 300$ К

Q -зависимость магнитной составляющей нейтронного рассеяния $\Delta I_H(Q)$ для образца Fe/SiO₂ в магнитном поле $H = 300$ мТл, приложенном перпендикулярно пучку. Позиция дифракционного магнитного пика совпадает с максимумом сечения ядерного рассеяния при переданном импульсе $Q = 1.65$ нм⁻¹. Расстояние a между нитями, вычисленное в предположении о гексагональной упаковке нитей, составляет 4.4 нм. Зависимость $\Delta I_H(Q)$ является разностью магнитных сечений образца, находящегося в двух различных состояниях: состоянии, близкого к намагниченности насыщения (в поле $H = 200$ мТл), и полностью размагниченного состояния при $H = 0$.

На рис. 4 представлено изменение величины магнитной составляющей брэгговского рефлекса I_H при $Q = 1.65$ нм⁻¹ для образца Fe/SiO₂ в процессе перемагничивания образца. В процессе намагничивания с ростом величины внешнего магнитного поля наблюдается сначала некоторое уменьшение интенсивности рефлекса при $|H| < 100$ мТл с ее последующим ростом вплоть до точки “поворота” при $H = 300$ мТл. При уменьшении величины внешнего магнитного поля наблюдается резкое увеличение интенсивности рефлекса при $|H| > 100$ мТл с последующим ее уменьшением до первоначального значения при приближении поля к нулю.

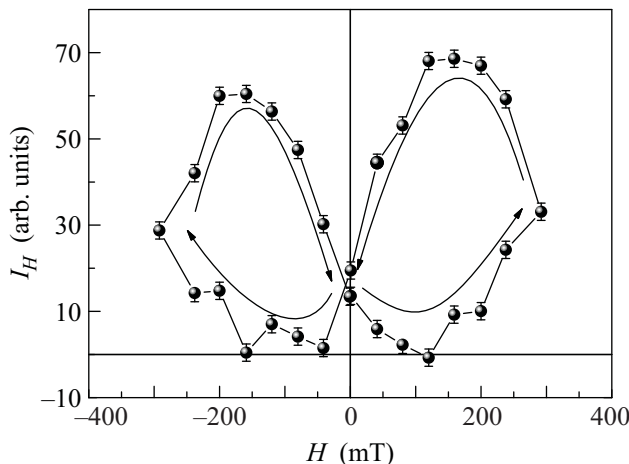


Рис. 4. Зависимость магнитной части интенсивности I_H брэгговского рефлекса при $Q = 1.65$ нм⁻¹ для образца Fe/SiO₂ от магнитного поля при $T = 300$ К

Отметим, что такое поведение интенсивности магнитного рефлекса в процессе перемагничивания является общим и наблюдается также и при низких температурах вплоть до $T = 10$ К. Во всех случаях интерференционный вклад $\Delta I(q)$ в брэгговский рефлекс для порошкового образца Fe/SiO₂ оказался статистически неразрешимым. Однако, учитывая тот факт, что интенсивность интерференционного вклада пропорциональна проекции намагниченности на направление внешнего магнитного поля, можно предположить, что кривая гистерезиса намагниченности на рис. 2 дает полное представление о поведении и интерференционного вклада в рассеяние.

Чтобы подчеркнуть типичность явления, приведем данные о процессе перемагничивания массива магнитных никелевых нанонитей в матрице пористого Al₂O₃ в поле, поперечном оси нити. На рис. 5 приведена кривая гистерезиса намагниченности квазиоднокристалла Ni/Al₂O₃ для магнитного поля, направленного перпендикулярно оси нанонити. Намагниченность демонстрирует небольшой гистерезис с коэрцитивной силой $H_c \sim 10$ мТл и с типичным для никеля насыщением в поле $H_S \sim 350$ мТл.

Как показано в работе [6] и на рис. 1b, при малоугловой дифракции поляризованных нейтронов на образце Ni/Al₂O₃ отчетливо видно несколько дифракционных максимумов, которые свидетельствуют о высокоупорядоченной структуре исследуемого нанокompозита. Наблюдаемые дифракционные максимумы были проиндексированы в гексагональной сингонии с параметром решетки $a_0 = 106 \pm 2$ нм. В работе были выделены интенсивность брэгговских пиков, зависящая от магнитного поля, $I_H(Q)$ и интерференционный ядерно-магнитный вклад в эти пики

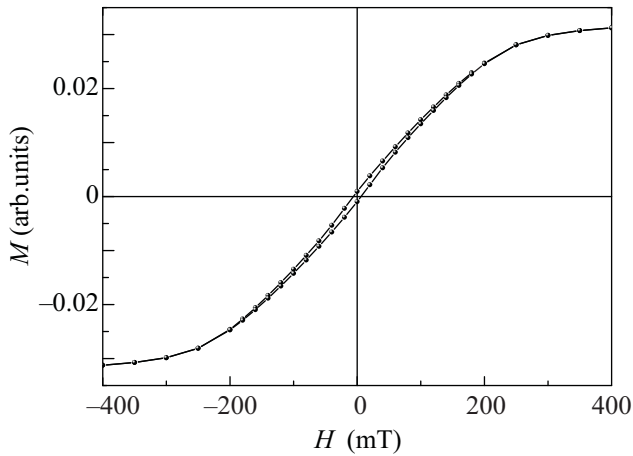


Рис. 5. Кривая гистерезиса намагниченности образца Ni/Al₂O₃ при температуре $T = 300$ К и поле, направленном перпендикулярно оси нанонити

$\Delta I(Q)$. Полевые зависимости интенсивностей $\Delta I(Q)$ и $I_H(Q)$ наиболее интенсивного магнитного рефлекса при $Q = Q_{10}$ представлены на рис. 6.

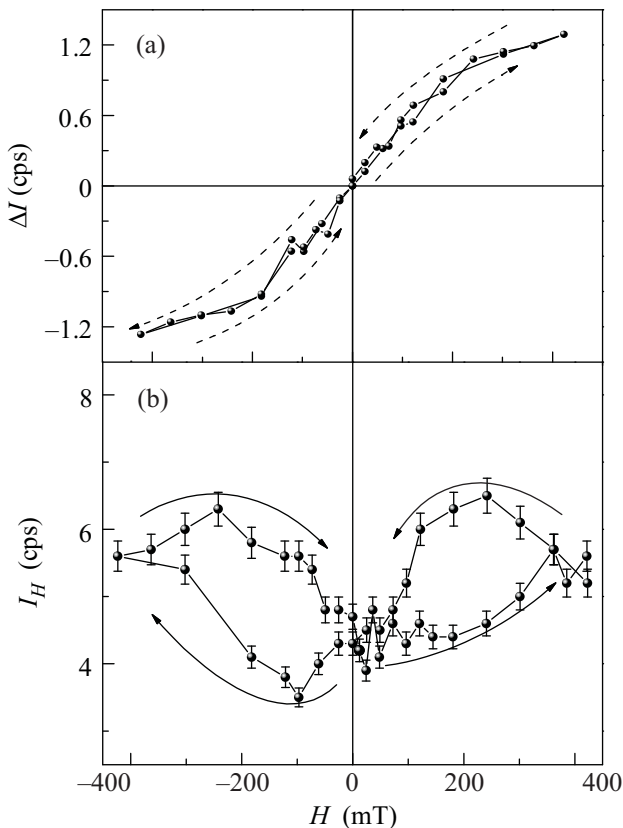


Рис. 6. Полевая зависимость интенсивностей интерференционного вклада $\Delta I(Q_{10})$ (a) и магнитного когерентного вклада $I_H(Q_{10})$ (b)

Интерференционный вклад в рефлекс $\Delta I(Q_{10})$ прямо пропорционален средней намагниченности индивидуальной нанонити в проекции на направление магнитного поля (см. (3)). Интенсивность интерференционного вклада не демонстрирует гистерезиса (рис. 6a). Это поведение довольно хорошо согласуется с данными SQUID-магнетометрии (рис. 5). Интенсивность магнитной компоненты $I_H(Q)$ описывается гистерезисными зависимостями как для положительных, так и для отрицательных полей при увеличении и последующем уменьшении магнитного поля.

Таким образом, полевая зависимость магнитного вклада в нейтронное рассеяние для различных образцов массивов магнитных нанонитей выглядит характерно (“крылья бабочки”; рис. 4 и 6b) с гистерезисами для положительных и отрицательных полей при $0 < H < H_S$. Нижняя ветвь гистерезиса, когда наблюдается незначительное изменение интенсивности магнитного рассеяния, соответствует возрастанию поля по абсолютной величине, а верхняя ветвь – уменьшению поля, когда наблюдается резкое возрастание интенсивности и последующее ее постепенное уменьшение при приближении магнитного поля к нулю.

4. Интерпретация.

4.1 Изолированная нанонить в магнитном поле.

Для интерпретации результатов нейтронных исследований необходимо начать с рассмотрения поведения отдельной нанонити в магнитном поле. Свободная энергия единицы объема однородно намагниченной нанонити, помещенной в однородное внешнее магнитное поле H , имеет простой вид [1]:

$$\mathcal{F} = -\pi M_s^2 \cos^2 \theta - M_s H \cos(\theta - \theta_h), \quad (5)$$

где θ и θ_h – полярные углы намагниченности и поля соответственно, отсчитанные от оси нити, M_s – магнитный момент единицы объема (см. рис. 7). Первый член в (5) описывает анизотропию формы, которая делает ось нити направлением легкого намагничивания и препятствует тому, чтобы магнитный момент нити был ориентирован параллельно полю при $\theta_h \neq 0, \pi$. Если угол между полем и первоначальным направлением намагниченности острый, то процесс намагничивания проходит плавно: угол θ непрерывно увеличивается от 0 и достигает θ_h в пределе бесконечно большого поля. Если $\theta_h = \pi/2$, то $\theta = \theta_h$ при $H = H_S = 2\pi M_s$. В случае же тупого угла компонента намагниченности на ось нити скачком изменяет знак (нить перемагничивается) при некоторой величине поля $H_f(\theta_h)$ (рис. 7).

На сегодняшний день не существует теории, дающей аналитическое выражение для $H_f(\theta_h)$, которое

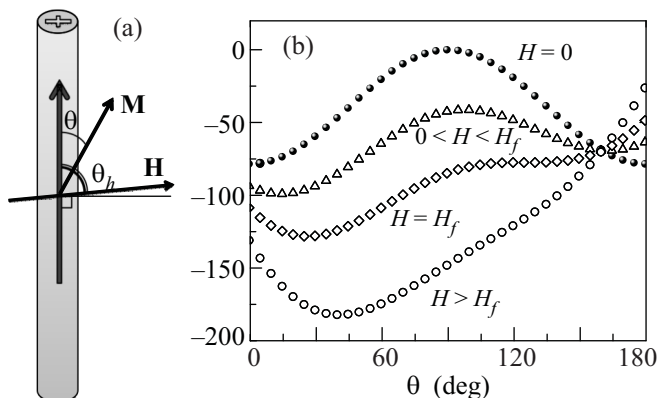


Рис. 7. Ориентация приложенного поля и намагниченности для изолированной нанонити (а). Зависимость свободной энергии \mathcal{F} от угла θ при различных значениях магнитного поля, приложенного под углом $\theta_h = 70^\circ$ (б)

количественно описывало бы все экспериментальные данные [1]. Разберем кратко основные подходы к вычислению $H_f(\theta_h)$. В первом из них (модель “когерентного поворота”, *coherent model* [9]) предполагается, что в процессе перемагничивания нить остается однородно намагниченной. В этом случае свободная энергия (5) при малом H имеет два минимума (см. рис. 7). Энергии этих минимумов одинаковы только в одном случае: когда поле приложено перпендикулярно оси нити. В противном случае один из них описывает метастабильное состояние, которое и исчезает при увеличении поля до величины $H_f(\theta_h)$. После простых вычислений с использованием (5) можно получить $H_f^{\text{coh}}(\theta_h) = (\cos^{2/3} \theta_h + \sin^{2/3} \theta_h)^{-3/2}$ [1]. Однако экспериментальные данные по перемагничиванию достаточно толстых нанонитей качественно верно описываются другой теорией (модель “скручивания”, *curling model* [9]), которая предполагает, что перемагничивание происходит через состояние с неоднородным намагничиванием нанонити. Поведение $H_f^{\text{cur}}(\theta_h)$ в этой модели при $\theta_h > \pi/4$ похоже на поведение $H_f^{\text{coh}}(\theta_h)$, а при $\theta_h < \pi/4$ $H_f^{\text{cur}}(\theta_h)$ примерно равно константе.

4.2 Массив взаимодействующих нанонитей в магнитном поле. Перейдем к рассмотрению массива нанонитей в магнитном поле, перпендикулярном осям нитей. При этом оказывается важным учесть следующее обстоятельство. Когда поле меньше поля насыщения, $H_s = 2\pi M_s$, нити имеют ненулевую компоненту намагниченности вдоль своей оси. Если число нитей N_+ с положительной поперечной компонентой больше числа нитей с отрицательной, $N_- = N - N_+$, где N – число всех нитей, то возникнет размагничивающее поле с величиной

$$\mathbf{H}_d = -4\pi f \left(\frac{N_+}{N} \mathcal{M}_z^+ - \frac{N_-}{N} \mathcal{M}_z^- \right) \mathbf{n}_z, \quad (6)$$

где \mathbf{n}_z – единичный вектор вдоль оси z , параллельной осям нитей, а \mathcal{M}_z^\pm – соответствующие проекции намагниченности единицы объема нитей. Природа этого поля такая же, как и природа анизотропии формы в (5), – магнитное дипольное взаимодействие. Поле \mathbf{H}_d стремится уравнять числа N_+ и N_- , делая энергетически невыгодным состояние, в котором находится большинство нитей (см. рис. 8).

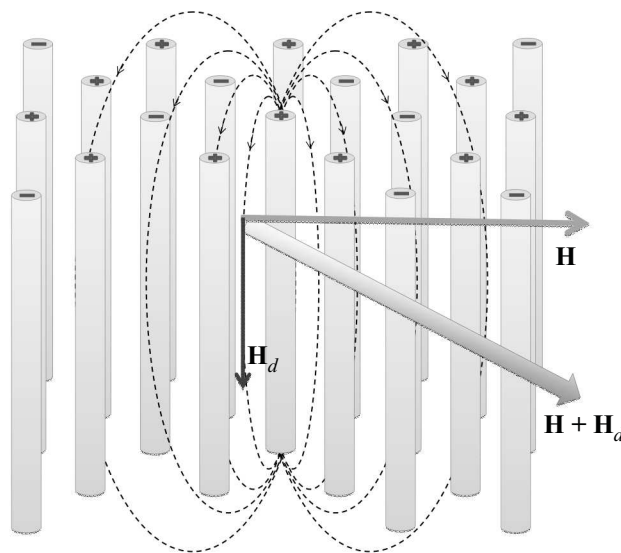


Рис. 8. Схематическое распределение магнитных полей $\mathbf{H} + \mathbf{H}_d$ в массиве магнитных нанонитей

Отметим, что в данном случае появление размагничивающего поля является единственным эффектом, связанным с взаимодействием между нитями. Влияние ближайших нитей друг на друга в рассматриваемом случае пренебрежимо мало (эффективное поле, созданное нитью, намагниченной параллельно своей оси, в месте нахождения соседней нити меньше 1 Э). С другой стороны, это поле очень слабо меняется на расстояниях r от нити, меньших ее длины L , и убывает как $1/r^3$ лишь при $r \gg L$ [1]. Поскольку расстояние между ближайшими нанонитями на несколько порядков меньше их длины, на данную нить оказывает влияние огромное число ($\sim (L/a)^2$) ее соседей, находящихся в радиусе L от нее. Таким образом, влияние всего массива нитей на данную сводится просто к появлению (среднего) магнитного поля (одинакового для всех нанонитей), равного, очевидно, полю размагничивания. В результате при изучении процессов перемагничивания массива нитей достаточно проанализировать поведение всего двух нитей с положительной и отрицательной проекция-

ми намагниченности на их ось, которые находятся в поле $\mathbf{H} + \mathbf{H}_d$ (рис. 8).

Начнем со случая очень сильного поля, которое выстраивает намагниченности всех нитей перпендикулярно их осям. При $H < H_S$ согласно (5) возникнет компонента намагниченности нитей, параллельная их осям. При этом в случае каждой отдельной нити знак этой проекции может быть как положительным, так и отрицательным: энергия (5) имеет два эквивалентных минимума. Если учесть магнитное дипольное взаимодействие, то из простых соображений о минимальности объемной магнитной энергии [7] следует, что энергетически выгодными будут конфигурации, в которых число нитей с положительными и отрицательными проекциями одинаково. При этом данные два типа нитей должны быть достаточно равномерно распределены по решетке. В таком случае оказалось бы, что в (4) $M_z = 0$, и магнитное сечение монотонно уменьшалось бы до нуля с уменьшением поля, поскольку при этом M_x в (4) уменьшается.

Ничего подобного, однако, не наблюдается в описанном выше эксперименте (рис. 4 и 6b). Связано это с тем важным обстоятельством, что магнитное поле в реальной ситуации никогда не направлено точно перпендикулярно осям нитей. Когда поле примерно равно полю насыщения, достаточно совсем небольшого отклонения магнитного поля от направления, перпендикулярного осям нитей, чтобы проекции всех нитей на их ось приняли один знак. При дальнейшем уменьшении внешнего поля H будет увеличиваться компонента намагниченности, параллельная оси нити, а вместе с ней будет расти и размагничивающее поле (6), которое стремится уравнивать числа N_+ и N_- . Перемагничивание нитей начнется в тот момент, когда модуль и угол θ_h поля $\mathbf{H} + \mathbf{H}_d$ будут таковы, что $|\mathbf{H} + \mathbf{H}_d| > H_f(\theta_h)$. При перемагничивании части нитей H_d уменьшится, θ_h увеличится и $|\mathbf{H} + \mathbf{H}_d|$ уменьшится. Процесс перемагничивания нитей будет происходить до тех пор, пока $|\mathbf{H} + \mathbf{H}_d|$ не сравняется с $H_f(\theta_h)$. Таким образом, при помощи формул (4), (5) и (6) можно описать результаты нейтронного эксперимента, предположив определенную зависимость $H_f(\theta_h)$ и наличие небольшого отклонения (в несколько градусов) направления внешнего поля от перпендикулярного осям нитей. В результате таких вычислений нам удалось качественно воспроизвести поведение сечения магнитного рассеяния, продемонстрированное на рис. 4 и 6b. Отметим, что результаты очень чувствительны к деталям поведения $H_f(\theta_h)$. На основе этих вычислений мы можем предложить следующее качественное описание наблюдаемого поведения сечения магнитного рассеяния.

На начальном этапе уменьшения поля от величины H_S перемагничивается лишь небольшое число нитей и величина сечения увеличивается, поскольку $I_H \propto (NM_s)^2 - 3M_x^2/4$, а M_x при уменьшении поля уменьшается. Число перемагниченных нитей начинает довольно быстро увеличиваться с уменьшением поля, когда угол θ_h становится порядка $\pi/4$, т.е. когда $H_d \approx 4\pi f M_s = 2f H_S$ становится порядка H (в нашем случае $f \approx 0.19$ и 0.13 в Fe/SiO₂ и Ni/Al₂O₃ соответственно). При перемагничивании большого числа нитей M_z в формуле (4) сильно уменьшается и сечение падает при дальнейшем уменьшении H до нуля. При $H = 0$ $N_+ \neq N_-$ (о чем свидетельствует отличное от нуля сечение), поскольку размагничивающее поле не превышает $H_f(0)$. При наложении отрицательного поля сечение продолжает немного уменьшаться до значения $H \approx 2f H_S$. Это связано опять-таки с тем, что внешнее поле не направлено точно перпендикулярно нитям. При обратном ходе поля его составляющая, параллельная осям нитей, направлена в ту же сторону, что и \mathbf{H}_d , которое стремится уравнивать числа N_+ и N_- . При $H \geq 2f H_S$ перемагничивания нитей не происходит и сечение плавно увеличивается.

5. Заключение. В заключение отметим, что в работе установлен факт необычного роста когерентности массива магнитных нанонитей в процессе перемагничивания как для положительных, так и для отрицательных полей. Разработана теория, которая на качественном уровне хорошо описывает наблюдаемые эффекты в массивах взаимодействующих ферромагнитных нанонитей при перемагничивании.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант # 10-02-00634-а).

1. L. Sun, Y. Hao, C.-L. Chien, and P.C. Searson, IBM J. Res. & Dev. **49**, 79 (2005).
2. K.S. Napolskii, A. V. Petukhov, A. A. Eliseev et al., J. Appl. Cryst. **43**, 531 (2010).
3. E. A. Kelberg, S. V. Grigoriev, A. I. Okorokov et al., Physica B **335**, 123 (2003).
4. H. Masuda and K. Fukuda, Science **268**, 1466 (1995).
5. И. В. Росляков, К. С. Напольский, А. А. Елисеев и др., Российские нанотехнологии **4**(3), 82 (2009).
6. С. В. Григорьев, Н. А. Григорьева, А. В. Сыромятников, Письма в ЖЭТФ **85**, 738 (2007).
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред* М.: Наука, 1989.
8. S. V. Grigoriev, A. V. Syromyatnikov, A. P. Chumakov et al., Phys. Rev. B **81**, 125405 (2010).
9. K. M. Lebecki, Materials Science-Poland **26**(4), 983 (2008).