

«ПРАВИЛО ЛЬДА» ДЛЯ ФЕРРОМАГНИТНОЙ СЕТИ НАНОУЗЛОВ НА ГРАНЕЦЕНТРИРОВАННОЙ КУБИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

А. А. Мистонов^{a,b}, И. С. Шишкин^{a,b}, И. С. Дубицкий^{a,b},*

*Н. А. Григорьева^a, Х. Еккерлебе^{c**}, С. В. Григорьев^{a,b}*

^a *Физический факультет, Санкт-Петербургский государственный университет
198504, Санкт-Петербург, Россия*

^b *Петербургский институт ядерной физики
188300, Гатчина, Ленинградская обл., Россия*

^c *Helmholtz-Zentrum Geesthacht
21502, Geesthacht, Germany*

Поступила в редакцию 10 октября 2014 г.

Исследовались магнитные свойства инвертированных опалоподобных структур на основе кобальта, обладающих симметрией гранецентрированной кубической решетки. Процесс перемагничивания структуры в поле, приложенном вдоль оси $[1\bar{1}0]$, был описан при помощи феноменологической модели, использующей «правило льда» для локальной намагниченности элементов наноструктуры. Такое описание предсказывает отсутствие дальнего магнитного порядка в двух направлениях типа $\langle 111 \rangle$, перпендикулярных магнитному полю. Экспериментальное изучение магнитной структуры проводилось методом малоугловой дифракции нейтронов. Дифракционные картины измерялись во внешнем магнитном поле в диапазоне от -1.2 Тл до 1.2 Тл, приложенном вдоль кристаллографического направления $[1\bar{1}0]$. Был выделен магнитный вклад в интенсивность нейтронного рассеяния. Показано, что для рассеивающих плоскостей, перпендикулярных полю, он близок к нулю во всем измеренном диапазоне значений внешнего магнитного поля, что хорошо согласуется с предложенной моделью.

DOI: 10.7868/S00444451015050122

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные наноструктурированные материалы в настоящее время привлекают большой интерес ученых и технологов, благодаря перспективам их использования в новейших устройствах записи и хранения информации [1–3]. Такие материалы являются также заманчивым объектом для фундаментальных исследований. В частности, интересным является вопрос о магнитной геометрической фрустрации, реализующейся в наноструктурах.

Геометрическая фрустрация в атомных системах активно исследовалась в последние годы [4–7]. Было установлено, что магнитное поведение фрустри-

рованных систем, таких как $Du_2Ti_2O_7$ и $Ho_2Ti_2O_7$, подчиняется так называемому правилу спинового льда [5, 8]. Суть его состоит в следующем. Ионы редкоземельных элементов расположены в этих веществах в вершинах тетраэдров, образующих гранецентрированную кубическую (ГЦК) решетку. Вследствие сильной одноионной анизотропии их магнитные моменты являются изинговскими и могут выстраиваться вдоль направлений типа $\langle 111 \rangle$ — высот тетраэдров. Правило спинового льда утверждает, что наиболее выгодной является такая конфигурация, при которой два магнитных момента направлены внутрь тетраэдра и два — наружу.

Геометрическая фрустрация может быть реализована и в наносистемах [9]. Можно сформулировать аналоги правила льда для таких структур. Принципиальное отличие атомных структур от нанобъектов состоит в том, что в последних изин-

*E-mail: a.mistonov@spbu.ru

**H. Eckerlebe

говский характер векторов локальной намагниченности обусловлен анизотропией формы структурных элементов. Отметим, что большинство исследователей рассматривало двумерные наноструктуры, представляющие собой либо прямоугольные [10], либо треугольные решетки [11] однодоменных наноструктур.

В работе [12] была выдвинута гипотеза о применимости аналога правила льда к трехмерным инвертированным опалоподобным структурам (ИОПС). На основании данной гипотезы была проведена интерпретация экспериментальных данных по малому угловому рассеянию поляризованных нейтронов на ИОПС. Было показано, что при приложении внешнего магнитного поля вдоль кристаллографической оси типа $\langle 121 \rangle$ ГЦК-структур из-за правила льда должна возникать перпендикулярная полю и плоскости образца компонента намагниченности. Аналогичное явление наблюдалось в спиновом льде на примере соединения $\text{Dy}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ [19].

Данная работа посвящена изучению конфигурации локальной намагниченности в ИОПС при приложении поля вдоль кристаллографического направления $[1\bar{1}0]$. Для атомных систем было показано, что при таком направлении внешнего поля в них образуются две подсистемы спинов, направленных перпендикулярно и вдоль поля [13]. При этом в обеих подсистемах реализуется дальний магнитный порядок, т. е. снимается вырождение, присущее фрустрированным системам.

Мы показали, что при $H \parallel [1\bar{1}0]$ множество векторов локальной намагниченности в ИОПС также разбивается на две подсистемы. Однако подсистема векторов локальной намагниченности, перпендикулярных магнитному полю, не обладает дальним магнитным порядком вследствие неполного снятия вырождения магнитным полем. Данное явление связано с тем, что структурными элементами ИОПС являются объекты не только с четырьмя вершинами (квазитетраэдр), но и с восемью (квазикубы).

2. СИНТЕЗ И АТТЕСТАЦИЯ ОБРАЗЦА

Инвертированные опалоподобные структуры получают по следующей технологии [14–17]: сперва методом вертикального осаждения из полистирольных сферических частиц со средним диаметром 540 нм формируется кристаллический шаблон (темплат) на поверхности проводящей подложки (полированный Si-монокристалл покрытый слоем Au толщиной 200 нм) площадью 1 см^2 толщиной

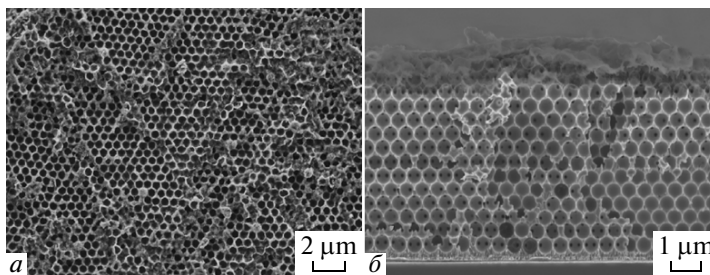


Рис. 1. Образец ИОПС на основе Co, представляющий плоскость (111) ГЦК-структуры: *a* — вид сверху, *b* — вид сбоку

13 ± 0.5 мкм. Далее пустоты между сферами заполняются ферромагнитным материалом (в данном случае, кобальтом) методом электрохимического осаждения, где в качестве катода используется пленка опалоподобного кристалла на проводящей подложке, а в качестве вспомогательного электрода — платиновая проволока. Электрохимическое осаждение, как правило, проводят в гальваностатическом или потенциостатическом режиме. Данный метод позволяет контролировать однородность и степень заполнения пустот опалоподобной матрицы. На конечном этапе полистирольные частицы растворяются в толуоле.

На рис. 1 представлены микрофотографии поверхности и скола Co ИОПС. Метод сканирующей электронной микроскопии показал наличие гексагонального упорядочения сферических полостей приповерхностного слоя ИОПС диаметром 530 ± 10 нм. Размер области упорядочения достигает 100 мкм. Следует отметить, что в данном случае исследовался тот же кристалл, что и в работе [12].

С помощью метода ультрамалогоугловой дифракции синхротронного излучения было показано, что синтезированные образцы обладают преимущественно ГЦК-упорядочением сферических полостей с периодом 760 ± 10 нм [18].

Основываясь на этих результатах, можно сделать вывод о виде структурных элементов ИОПС. Элементарная ячейка приведена на рис. 2*a*. Она состоит из квазикуба (в центре) и присоединенных к нему в вершинах квазитетраэдров (для простоты приставка «квази» далее опускается), которые были соответственно октаэдрическими и тетраэдрическими полостями прямого опала. Все элементы соединены «ножками»-перемычками вдоль четырех осей типа $\langle 111 \rangle$. Примитивная же ячейка представляет собой куб только с двумя тетраэдрами (рис. 2*b*). Поверхности куба и тетраэдров вогнутые, так как были

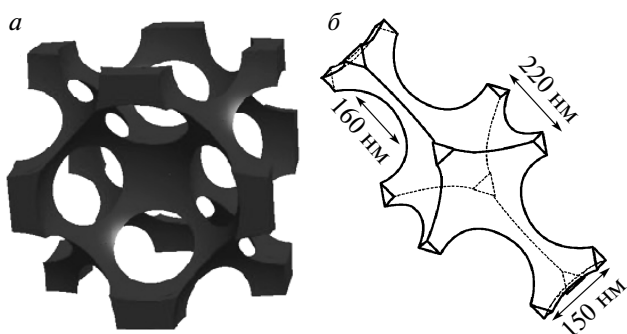


Рис. 2. Структурные элементы инвертированной опалоподобной структуры: *a* — элементарная ячейка, *b* — примитивная ячейка

образованы сферическими поверхностями микрочастиц. Для ИОПС с периодичностью 760 нм можно оценить длину ребра куба, которая составляет примерно 220 нм, а высота тетраэдра — порядка 120 нм. Длина ножек-перемычек равна 160 нм.

3. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА: МОДЕЛЬ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ

Для описания магнитных свойств исследуемых инвертированных опалоподобных структур мы использовали модель, основанную на правиле льда [12], которая заключается в следующем. Магнитные силовые линии переходят из кубов в тетраэдры через вытянутые ножки-перемычки. Анизотропия формы ножек заставляет их намагниченности выстраиваться вдоль направлений этих ножек (рис. 3) т. е. осей типа $\langle 111 \rangle$, делая их при этом векторами изинговского типа. Поскольку в системе существует четыре оси такого типа, полная магнитная система может быть рассмотрена как совокупность четырех подсистем векторов локальной намагниченности, каждая из которых направлена вдоль одной из осей типа $\langle 111 \rangle$ (рис. 3). Естественно, что кубы и тетраэдры также могут обладать собственной намагниченностью, но мы предполагаем, что ввиду их слабой анизотропии по сравнению с анизотропией вытянутых перемычек, магнитные свойства ИОПС строго определяются только направлениями намагниченностей ножек.

В соответствии с уравнениями магнитостатики для минимизации энергии магнитного взаимодействия магнитный поток должен сохраняться в каждом кубе и тетраэдре, что и приводит к необходимости выполнения правила льда: количество векто-

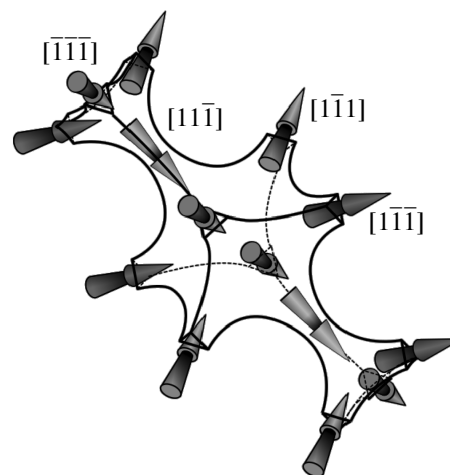


Рис. 3. Магнитные подсистемы в единичном элементе ИОПС. Выполнение правила льда в кубе и тетраэдрах

ров локальной намагниченности, «входящих» в тетраэдр или куб, должно быть равно количеству векторов локальной намагниченности, «выходящих» из него (рис. 3).

Инвертированная опалоподобная структура в полностью размагниченом состоянии должна быть геометрически фрустрированной подобно модели спинового льда, рассмотренной в работах [5, 6, 10], что означает вырождение основного состояния системы.

Приложение магнитного поля делает предпочтительными направления векторов локальной намагниченности с положительными проекциями на направление поля. В общем случае из-за выполнения правила льда перпендикулярные полю вектора локальной намагниченности также ориентируются в определенном направлении [12].

Однако в случае, когда поле приложено в плоскости пленки вдоль направления $[1\bar{1}0]$, два из четырех направлений типа $\langle 111 \rangle$ перпендикулярны внешнему магнитному полю. Если тетраэдры контактируют непосредственно друг с другом, как в системе спинового льда, описанной в работе [13], направление одного «вырожденного» вектора определяет направление другого вырожденного вектора не только в соседнем тетраэдре, но и во всей системе в целом. И вырождение, таким образом, также снимается.

Но в ИОПС тетраэдры соединяются друг с другом через куб, что приводит к возможности удовлетворения правила льда в примитивной ячейке шестью разными способами.

Рассмотрим процесс перемагничивания инвертированной опалоподобной структуры на разных эта-

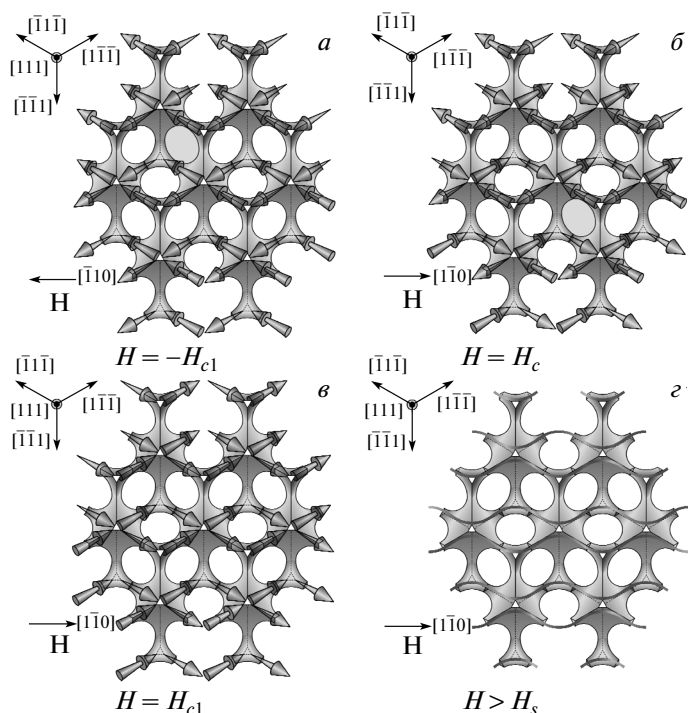


Рис. 4. Распределение намагниченности в ИОПС на различных этапах процесса перемангничивания: *a* — $0 < H < H_c$, *b* — $H = H_c$, *v* — $H = H_{c1}$, *z* — $H > H_s$

пах в рамках предложенной модели. Карты возможного распределения векторов локальной намагниченности внутри ИОПС на каждой стадии представлены на рис. 4. Для простоты будем рассматривать участок образца инвертированного опалоподобного кристалла, образованный семью соседними примитивными ячейками, расположенными на одной высоте по оси $[111]$.

Векторы, направленные вдоль осей $[\bar{1}11]$ и $[1\bar{1}1]$, стремятся ориентироваться вдоль поля, а другие два, направленные вдоль осей $[111]$ и $[1\bar{1}\bar{1}]$, — перпендикулярно полю.

Состояние системы с «отрицательной» намагниченностью (поле направлено вдоль оси $[\bar{1}10]$) показано на рис. 4*a*. В этом случае векторы локальной намагниченности, направленные вдоль осей $[\bar{1}11]$ и $[1\bar{1}\bar{1}]$, имеют положительные проекции на направление поля, и полная намагниченность направлена по полю. Если рассмотреть тетраэдры, то в них один вектор входит, а один — выходит. В соответствии с правилом льда третий и четвертый векторы, перпендикулярные полю, тоже должны быть входящим и выходящим, что может быть реализовано двумя

способами для одного тетраэдра, а значит, магнитное состояние тетраэдра двукратно вырождено. Но это утверждение было бы верно, если бы рассматриваемый тетраэдр не был бы соединен с другими элементами ИОПС.

Произвольно выберем направление одного вектора перпендикулярного полю (выбор противоположного направления приведет к удвоению числа вариантов), например, так, что он направлен со стороны куба рассматриваемой примитивной ячейки. Тогда, согласно правилу льда, четвертый вектор должен выходить из данной примитивной ячейки в соседнюю.

В кубе уже четыре вектора подчиняются воздействию магнитного поля (стремятся иметь положительную проекцию), а четыре других перпендикулярны полю. Один мы выбрали выходящим из куба, значит, остальные три должны быть распределены следующим образом: два — входят, один — выходит. Очевидно, что такая ситуация может быть реализована тремя способами. Учитывая произвол выбора первого вектора, соединяющего куб с тетраэдром, всего получается шесть вариантов. Один из них представлен на рис. 3. Добавление соседних единичных элементов приведет к степенному увеличению числа вариантов. Ввиду этого факта, магнитные подсистемы вдоль направлений $[111]$ и $[1\bar{1}\bar{1}]$ в среднем не намагничены. Это означает, что образец разбивается на слои, изолированные друг от друга перемычками, вдоль направления $[111]$. А каждый слой состоит из полосок, разделенных перемычками вдоль оси $[11\bar{1}]$. На рис. 5 приведены направления только для подсистем, направленных вдоль осей $[\bar{1}11]$ и $[1\bar{1}1]$.

В нулевом поле система остаточна намагничена, но так как достаточно малого поля хватает для лавинообразной переориентации векторов намагниченности, это состояние проходит очень быстро и образец переходит к размагниченному состоянию. При этом переориентация векторов происходит попарно — две из четырех подсистем (одна расположена под углом и одна перпендикулярна) перемангничиваются при изменении направления поля с отрицательного на положительное вплоть до значений равных коэрцитивной силе H_c .

В коэрцитивном поле ($H = H_c$) все векторы локальной намагниченности, имеющие проекцию на направление внешнего магнитного поля, делятся на две группы с положительными и отрицательными проекциями. Перпендикулярные полю магнитные подсистемы в среднем также не намагничены. Таким образом, полная намагниченность равна нулю

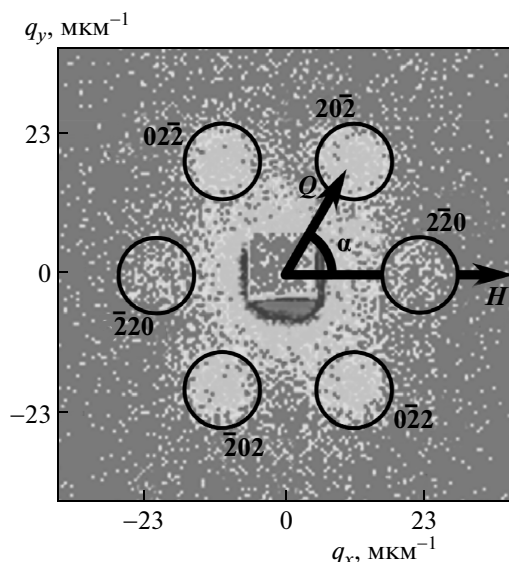


Рис. 5. Карта нейтронного рассеяния для Co инвертированной опалоподобной структуры в магнитном поле $H = 1.2$ Тл, приложенном вдоль оси $[1\bar{1}0]$. Индексы Миллера брэгговских пиков соответствуют ГЦК-структуре с постоянной решетки $a_0 = 760 \pm 10$ нм

(рис. 4б). В диапазоне $H > H_c$ векторы вновь переориентируются парами, уже из тех подсистем, что не переориентировались при $H < H_c$. При некотором критическом поле $H = H_{c1}$ все векторы вдоль осей $[1\bar{1}1]$ и $[1\bar{1}\bar{1}]$ уже переориентированы (рис. 4в). Этот процесс также происходит в полях близких к H_c . Проекция намагниченностей в этом случае близки к максимальным значениям. Дальнейшее увеличение поля не оказывает на них значительного влияния вплоть до высоких полей. Линии намагниченности напоминают гладкие волнообразные кривые (рис. 4з). При этом с достижением высоких значений величины магнитного поля все четыре магнитные подсистемы выстраиваются вдоль поля, так как анизотропия ИОПС более не в силах удерживать их вдоль направлений типа $\langle 111 \rangle$. Однако следует учесть, что на данном этапе становится заметным размагничивание.

4. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА: ЭКСПЕРИМЕНТ ПО МАЛОУГЛОВОЙ ДИФРАКЦИИ НЕЙТРОНОВ

Эксперименты по малоугловой дифракции нейтронов были проведены на установке SANS-2 иссле-

довательского реактора FRG-1 в Геестхахте (Германия).

В ходе эксперимента был использован нейтронный пучок с длиной волны $\lambda = 1.2$ нм и некогерентностью $\Delta\lambda/\lambda = 0.1$. Размер падающего пучка составлял 8×8 мм², а расходимость $\eta = 1.5$ мрад. Дифракционные картины регистрировались с помощью позиционно-чувствительного детектора с разрешением 256×256 пикселей, размером 2.2×2.2 мм² каждый. Расстояние образец–детектор составляло 21.5 м, что обеспечило покрытие диапазона значений вектора переданного импульса Q от 0.005 до 0.07 нм⁻¹ с шагом 0.0005 нм⁻¹. Инвертированные опалоподобные пленки из кобальта размером порядка 1 см² были ориентированы перпендикулярно падающему пучку. Внешнее магнитное поле величиной до 1.2 Тл прикладывалось в плоскости образца вдоль кристаллографической оси $[1\bar{1}0]$. Результаты были получены при $T = 300$ К после процедуры размагничивания. Время экспозиции устанавливалось равным 1 ч.

Полное сечение малоуглового рассеяния нейтронов на магнитной структуре с большим периодом можно описать суммой двух вкладов

$$\Sigma_{tot} = \Sigma_N + \Sigma_M,$$

где Σ_N, Σ_M — соответственно ядерный и магнитный вклады. Каждое из слагаемых рассеяния при этом обусловлено дифракцией на периодической структуре и пропорционально структурному фактору $S(\mathbf{q})$ — результату рассеяния на структуре, и формфактору $F(q)$ — результату рассеяния на частице, являющемуся базовым элементом этой структуры.

Магнитный вклад имеет следующий вид:

$$\sum_m = |A_m m_{\perp q} S(\mathbf{q}) F(q)|^2 \sim I_M(q), \quad (1)$$

где $\mathbf{m}_{\perp q} = \mathbf{m} - (\mathbf{q} \cdot \mathbf{m})/\mathbf{q}$, а \mathbf{m} и \mathbf{q} — единичные векторы соответственно намагниченности \mathbf{M} и переданного импульса \mathbf{Q} , A_m — амплитуда магнитного рассеяния.

Магнитный вклад I_M определяется из общей интенсивности рассеяния как разница магнитных сечений образца в двух принципиально разных состояниях: полностью намагниченном при каком-то конечном значении поля H и полностью размагниченном, когда $H \sim H_c$:

$$I_M(q) = I(q, H) - I(q, H_c). \quad (2)$$

Кроме магнитного вклада в интенсивность брэгговских пиков следует также учитывать диффузное рассеяние, которое возникает, когда магнитная

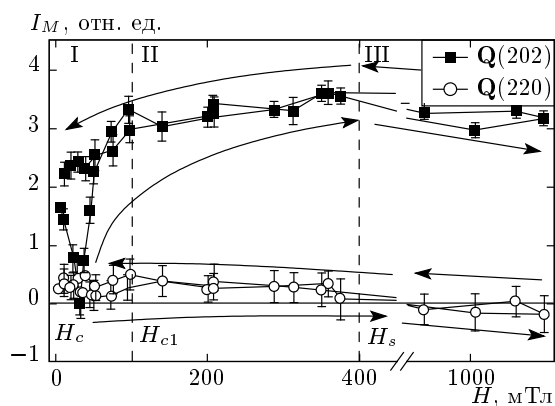


Рис. 6. Полевая зависимость интенсивности магнитного рефлекса, нормированной на интенсивность ядерного рефлекса при $H \parallel [1\bar{1}0]$ для $Q(20\bar{2})$, расположенного под углом 60° к направлению поля H , и для $Q(2\bar{2}0)$, параллельного полю

структура становится полидоменной при $H \sim H_c$. Однако поскольку диффузное рассеяние не вносит существенного вклада в интенсивности пиков, пренебрегая диффузным рассеянием, сосредоточим внимание только на интенсивности брэгговского отражения от крупномасштабной структуры инвертированных опалоподобных кристаллов.

На рис. 5 представлена картина дифракции, полученная в результате рассеяния нейтронного излучения на намагниченной Co инвертированной опалоподобной структуре.

Видно, что наблюдаемая картина представляет собой совокупность брэгговских рефлексов при рассеянии нейтронов на плоскостях типа $\{202\}$, перпендикулярных поверхности пленки, и незначительного диффузного фона. Квадрат в центре — поглотитель прямого пучка.

На рисунке обозначены также направление внешнего магнитного поля и угол α между направлением внешнего магнитного поля и некоторым вектором рассеяния Q .

Несмотря на то что картина рассеяния на ИОПС, расположенной осью $[111]$ вдоль пучка, должна обладать осью симметрии шестого порядка [12], видно, что интенсивности рефлексов $\bar{2}20$ и $2\bar{2}0$ соответственно при $\alpha = 0$ и $\alpha = 180^\circ$ становятся настолько малыми, что они едва заметны.

Полевые зависимости интегральной интенсивности I_M представлены на рис. 6 для двух систем рефлексов $Q(202)$ и $Q(220)$. Видно, что интенсивность для $Q(202)$ показывает гистерезисное поведение с коэрцитивной силой $H_c = 23$ мТл, отвечающей раз-

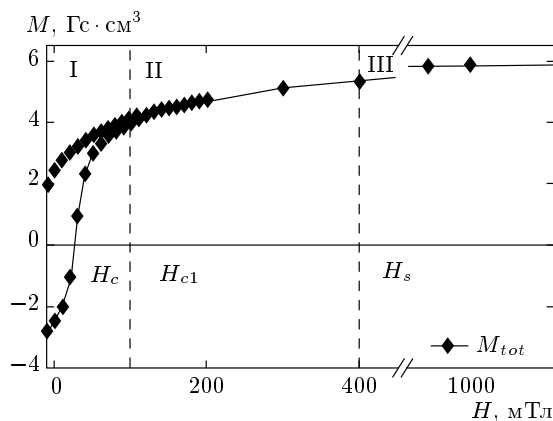


Рис. 7. Полевая зависимость полной намагниченности Co ИОПС при $H \parallel [1\bar{1}0]$

магнитному состоянию. Интенсивность возрастает почти до максимума при $H_{c1} \approx 100$ мТл, при котором, согласно модели, все магнитные подсистемы переориентировались так, чтобы иметь положительные проекции на направление поля. Насыщение наступает при $H_s = 400$ мТл, когда поле доминирует над анизотропией ИОПС. При полях, больших H_s , видно некоторое снижение интенсивности, обусловленное, по-видимому, размагничиванием и отклонением общего направления намагничивания от рассеивающих плоскостей.

Если же теперь рассмотреть поведение магнитного вклада в рассеяние для $Q(220)$, то можно видеть, что он близок к нулю на всем рассмотренном диапазоне величины внешнего магнитного поля. В данном случае определяющий вклад вносят магнитные подсистемы, перпендикулярные магнитному полю (у них максимальное значение $m_{\perp q}$). Но при этом магнитного рассеяния от них не наблюдается. В малых полях интенсивность брэгговских рефлексов мала, так как образец является полидоменным и основной вклад в магнитное рассеяние является диффузным. Когда же магнитная система начинает упорядочиваться, т. е. подсистемы $[1\bar{1}1]$ и $[1\bar{1}\bar{1}]$ выстраиваются по полю, перпендикулярные подсистемы не образуют упорядоченной структуры, так как их ориентация является вырожденной. Отсутствие дальнего порядка проявляется в том, что интенсивность магнитных брэгговских рефлексов очень низка. Когда же поля становятся настолько большими, что намагниченности этих подсистем выстраиваются вдоль поля, то суммарная намагниченность параллельна вектору рассеяния $Q(220)$, а значит, не имеет перпендикулярной ему компоненты, что в со-

ответствии с уравнением (1), означает, что интенсивность магнитного рассеяния также должна быть близка к нулю.

Таким образом, наблюдаемые полевые зависимости интенсивностей $I_M(20\bar{2})$ и $I_M(2\bar{2}0)$, представленные на рис. 6, соответствуют предложенному выше описанию процесса перемагничивания ИОПС, построенному на основании модели, учитывающей правило льда.

Полевая зависимость полной намагниченности, полученная методом СКВИД-магнитометрии (рис. 7), также находится в хорошем согласии с приведенным описанием, хорошо коррелируя с данными нейтронной дифракции. В полях $0 < H < H_{c1}$ наблюдаются стремительное перемагничивание образца и гистерезисное поведение с коэрцитивной силой, равной 22 мТл. После этого следует плавное возрастание намагниченности вплоть до величины поля около 400 мТл. Далее вид кривых несколько изменяется, что обусловлено разницей в информации, получаемой с помощью нейтронной дифракции и СКВИД-магнитометрии.

Снижению интенсивности нейтронного рассеяния на участке $H > H_s$ соответствует рост полной намагниченности, поскольку в первом случае интенсивность соответствует намагниченности отдельных плоскостей, не параллельных полю, а во втором — всего образца, который, естественно, с возрастанием поля намагничивается вдоль него.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено изменение магнитной структуры инвертированного опалоподобного кристалла на основе кобальта при приложении внешнего магнитного поля вдоль кристаллографического направления $[1\bar{1}0]$. В рамках феноменологической модели, учитывающей правило льда для наноструктур, было построено описание процесса перемагничивания.

Экспериментальная проверка этого описания проведена методом малоуглового рассеяния нейтронного излучения. Показано, что магнитная система перемагничивается при переориентации магнитных подсистем вдоль направлений $[\bar{1}11]$ и $[1\bar{1}\bar{1}]$ так, чтобы векторы локальной намагниченности имели положительные проекции на направление поля. При этом два других направления ($[111]$ и $[11\bar{1}]$) остаются вырожденными, т. е. не образуют магнитной структуры с дальним порядком.

В целом интенсивность магнитных рефлексов

показывает сложность локальной магнитной структуры, обусловленной анизотропией инвертированного опалоподобного кристалла. При этом поведение этой интенсивности довольно хорошо описывается в рамках предложенной модели.

Вообще говоря, использованная концепция позволяет построить описание магнитного поведения практически любой системы, представляющей собой совокупность изотропных нанообъектов (узлов), соединенных анизотропными связями, число которых четно для каждого узла. В зависимости от направления магнитного поля некоторые подсистемы будут выстраиваться так, чтобы иметь положительные проекции на направление поля, а ориентация «вырожденных» (перпендикулярных полю) подсистем будет продиктована правилом льда.

Однако в некоторых случаях, например, при приложении поля вдоль одной из осей типа $\langle 111 \rangle$ в ИОПС, правило льда может не выполняться, начиная с некоторого значения поля. Тогда особенности магнитного поведения будут определяться конкретным видом магнитной наносистемы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 14-22-01113офи_м). Авторы благодарят сотрудников Центра Гельмгольца в Геестрахте, а также персонал линии DUBBLE (ESRF) за гостеприимство. Кроме того, авторы выражают благодарность сотрудникам междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» СПбГУ за получение СЭМ-изображений и доктору Д. Менцелю за помощь в проведении эксперимента по СКВИД-магнитометрии. Отдельная благодарность А. В. Чумаковой за помощь в проведении эксперимента по малоугловому рассеянию и группе сотрудников Факультета наук о материалах (МГУ, Москва) Н. А. Саполетовой, К. С. Напольскому, А. А. Елисееву за синтез образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. C. Koch, *Nanostructured Materials: Processing, Properties, and Applications*, William Andrew (2006).
2. R. L. White, R. M. H. New, and R. F. W. Pease, *Magnetics*, IEEE Transactions **33**, 990 (1997).
3. J. I. Martin, J. Nogues, K. Liu et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **256**, 449 (2003).
4. L. Balents, *Nature* **464**, 199 (2010).
5. M. J. Harris, S. T. Bramwell, D. F. McMorrow et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2554 (1997).

6. A. P. Ramirez, A. Hayashi, R. J. Cava et al., *Nature* **399**, 333 (1999).
7. C. Castelnovo, R. Moessner, and S. L. Sondhi, *Ann. Rev. Condens. Matter Phys.* **3**, 35 (2012).
8. B. C. den Hertog and M. J. P. Gingras, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3430 (2000).
9. C. Nisoli, R. Moessner, and P. Schiffer, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 1473 (2013).
10. R. F. Wang, C. Nisoli, R. S. Freitas et al., *Nature* **439**, 303 (2006).
11. M. Tanaka, E. Saitoh, H. Miyajima et al., *Phys. Rev. B* **73**, 052411 (2006).
12. A. A. Mistonov, N. A. Grigoryeva, A. V. Chumakova et al., *Phys. Rev. B* **87**, 220408 (2013).
13. T. Fennell, O. A. Petrenko, B. Fåk et al., *Phys. Rev. B* **72**, 224411 (2005).
14. A. A. Grunin, N. A. Sapoletova, K. S. Napolskii et al., *J. Appl. Phys.* **111**, 07A948 (2012).
15. L. Xu, L. D. Tung, L. Spinu et al., *Adv. Mater.* **15**, 1562 (2003).
16. P. N. Bartlett, P. R. Birkin, and M. A. Ghanem, *Chem. Comm.* **17**, 1671 (2000).
17. L. Xu, W. L. Zhou, C. Frommen et al., *Chem. Comm.* **12**, 997 (2000).
18. N. A. Grigoryeva, A. A. Mistonov, K. S. Napolskii et al., *Phys. Rev. B* **84**, 064405 (2011).
19. R. Higashinaka and Y. Maeno, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 237208 (2005).