

15. Efros A L *Phys. Rev. Lett.* **68** 2208 (1992)
16. Hatsugai Y, Bares P -A, Wen X G *Phys. Rev. Lett.* **71** 424 (1993)
17. He S, Platzman P M, Halperin B I *Phys. Rev. Lett.* **71** 777 (1993)
18. Levitov L S, Shitov A V *Письма в ЖЭТФ* **66** 200 (1997)
19. Johannson P, Kinaret J M *Phys. Rev. Lett.* **71** 1435 (1993)
20. Aleiner I L, Baranger H U, Glazman L I *Phys. Rev. Lett.* **74** 3435 (1995)
21. Yang S -R E, MacDonald A H *Phys. Rev. Lett.* **70** 4119 (1993)
22. Dolgoplov V T et al. *Phys. Low-Dim. Struct.* (6) 1 (1996)
23. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 3141 (1994)
24. Polyakov D G, Samokhin K V *Phys. Rev. Lett.* **80** 1509 (1998)

PACS numbers: 75.60. - d, 75.70. - k

Коллективные эффекты в искусственных двумерных решетках ферромагнитных наночастиц

С.А. Гусев, Ю.Н. Ноздрин,
М.В. Сапожников, А.А. Фраерман

Среди работ, посвященных исследованию нульмерных наноструктур, заметное место занимают работы по созданию и изучению ферромагнитных наночастиц. С одной стороны, это обусловлено возможностью их использования для различных применений и прежде всего в области создания сред для сверхплотной (свыше 10^{10} бит см^{-2}) записи информации [1]. С другой стороны, изучение малых ферромагнитных частиц позволяет выяснить особенности свойств магнетиков на сверхмалых масштабах.

Одним из наиболее интересных, на наш взгляд, вопросов является вопрос о коллективном поведении систем ферромагнитных наночастиц, обусловленном их взаимодействием. Фундаментальной причиной взаимодействия являются поля рассеяния, создаваемые каждой частицей. Если частица однодоменная, то основной вклад будет вносить дипольное взаимодействие. С прикладной точки зрения изучение этого вопроса необходимо для выявления предельных значений плотности информации.

Создание систем взаимодействующих ферромагнитных наночастиц открывает широкие возможности для управления свойствами магнетиков. Действительно, если мысленно заменить магнитные атомы на однодоменные суперпарамагнитные частицы, то в силу их дипольного взаимодействия возможен фазовый переход из неупорядоченного (суперпарамагнитного) в упорядоченное (супермагнитное) состояние.

Критическая температура фазового перехода определяется энергией дипольного взаимодействия, которая по порядку величины равна $T_c \sim M^2 V^2 / R^3$, где M — магнитный момент насыщения, V — объем частицы, R — межчастичное расстояние. В силу анизотропного и дальнедействующего характера дипольного взаимодействия тип дальнего порядка существенно зависит от симметрии решетки [2]. Изменяя симметрию решетки, размер частиц и межчастичное расстояние, можно управлять типом дальнего порядка и критической температурой магнетика.

На возможность существования супермагнетизма в двумерных решетках ферромагнитных наночастиц было указано в работе [3]. В [4] приведены результаты экспе-

риментов, свидетельствующие в пользу существования такого перехода. Однако задача его детального исследования далека от своего решения. Это послужило нам стимулом для теоретического и экспериментального исследования дипольного взаимодействия в упорядоченных решетках ферромагнитных наночастиц, результаты которого изложены ниже.

Двумерные решетки наночастиц формировались методом электронной литографии из пленок пермаллоя (Ni_3Fe). Пленки наносились на подложку методом лазерного напыления. Экспонирование электронного резиста и исследование морфологии получаемых решеток проводилось в электронном микроскопе JEM-2000EX. Для формирования рисунков использовались пленки фуллерена C_{60} в качестве негативного электронного резиста и пленки Ti в качестве передающего слоя. Пленка Ti наносилась методом лазерного напыления, а пленка фуллерена — термически.

После обработки электронным пучком образец промывался в толуоле, в результате чего формировалась маска нужной конфигурации. Плазмохимическое травление слоев Ti осуществлялось в атмосфере CF_2Cl_2 , а для переноса рисунка в пленку применялось ионное травление в атмосфере Ar . Таким способом удавалось формировать двумерные решетки, состоящие из частиц в виде цилиндров диаметром от 15 до 100 нм и высотой, определяемой толщиной исходной пленки (10–50 нм). Латеральный размер частиц определялся временем засветки резиста электронным пучком, а также временами плазмохимического и ионного травления.

На рисунке 1а представлена фотография участка системы наночастиц пермаллоя диаметром 40–50 нм и высотой 45 нм, образующих решетку с прямоугольной элементарной ячейкой $90 \times 180 \text{ нм}^2$. Число частиц, составляющих решетку, порядка 10^5 . На рисунке 1б представлен общий вид образца. Видна крупномасштабная муаровая картина, возникающая в результате различия раstra электронного микроскопа и периода решетки. Наличие муара свидетельствует о регулярности полученной системы.

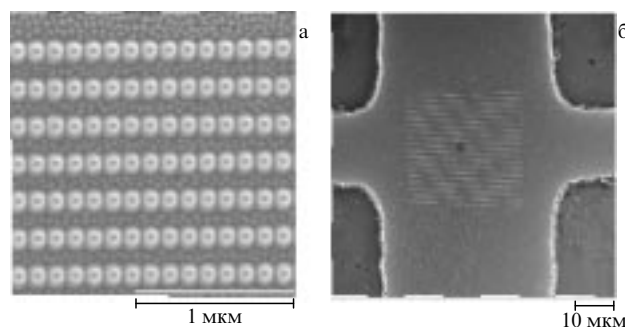


Рис. 1. Фотография образца в электронном микроскопе: (а) изображение участка регулярной решетки магнитных наночастиц на фоне неровностей подложки; (б) расположение образца на датчике.

К недостаткам описанного метода формирования двумерных решеток следует отнести малость предельно допустимого размера образца: этот размер не превышает 100 мкм. Возможности мультиплицирования ограничены временем, необходимым для создания рисунка: время работы электронного микроскопа для создания решетки $100 \times 100 \text{ мкм}^2$ порядка двух часов. Эти ограни-

чения являются причиной серьезных технических трудностей при экспериментальном исследовании магнитных свойств полученных решеток.

Для исследования магнитных свойств решеток наночастиц пермаллоя, как и в работах [5, 6], мы использовали разностную схему, состоящую из двух полупроводниковых (InSb) датчиков Холла с общим потенциальным и независимыми токовыми контактами. Размер рабочей зоны датчиков составлял $50 \times 100 \text{ мкм}^2$, толщина — 10 мкм. Исследуемая система формировалась в рабочей зоне одного из датчиков. Расположение системы на холловском датчике показано на рис. 1б.

Если принять, что частицы пермаллоя диаметром 40 нм однодоменные (см., например, [7]) и взаимодействуют магнитодипольно, то из симметрии системы следует, что ось легкого намагничивания лежит в плоскости образца и параллельна меньшему из векторов решетки. Для обнаружения этой анизотропии кривые намагничивания снимались при различных ориентациях внешнего поля относительно осей решетки. Направление внешнего магнитного поля определялось двумя углами: θ и φ , где θ — угол, отсчитываемый от нормали к образцу (ось z), φ — азимутальный угол, отсчитываемый от оси, параллельной цепочкам частиц (ось x).

Мы провели измерения при трех ориентациях внешнего магнитного поля: 1) $\theta = \pi/4$, $\varphi = 0$; 2) $\theta = \pi/4$, $\varphi = \pi/2$; 3) $\theta = 0$. Полученные нами кривые намагничивания для $T = 4,2 \text{ К}$ представлены соответственно на рис. 2 и 3 (толстая кривая). Зависимость кривых намагничивания от ориентации поля относительно осей решетки не может быть объяснена свойствами отдельной частицы и является особенностью их коллективного поведения. Неожиданным оказалось существование остаточного магнитного момента при намагничивании в геометрии внешнего поля 2) и 3). В нашей работе [8] высказано предположение, что наличие остаточной намагниченности связано с образованием неоднородных состояний (солитонов) в исследуемой системе, которая близка к квазиодномерной.

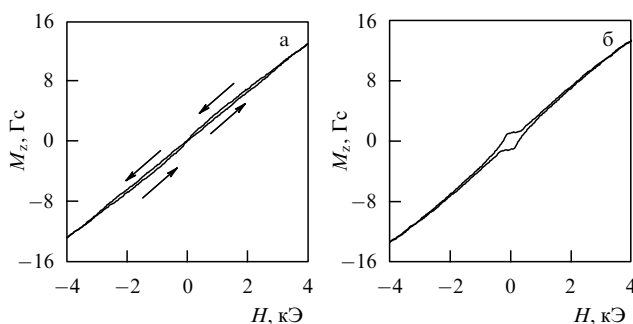


Рис. 2. Кривые намагничивания образца при различных направлениях внешнего магнитного поля: (а) $\theta = \pi/4$, $\varphi = 0$; (б) $\theta = \pi/4$, $\varphi = \pi/2$. $T = 4,2 \text{ К}$.

Численные расчеты показали, что необходимым условием существования остаточной намагниченности является наличие перпендикулярной анизотропии у частиц, составляющих решетку. Мы изменили форму частиц, оставив параметры решетки без изменений: высоту частиц уменьшили до 25 нм, а их диаметр увеличили до 80 нм. Тем самым мы существенно изменили одночастичную анизотропию. Однако вид

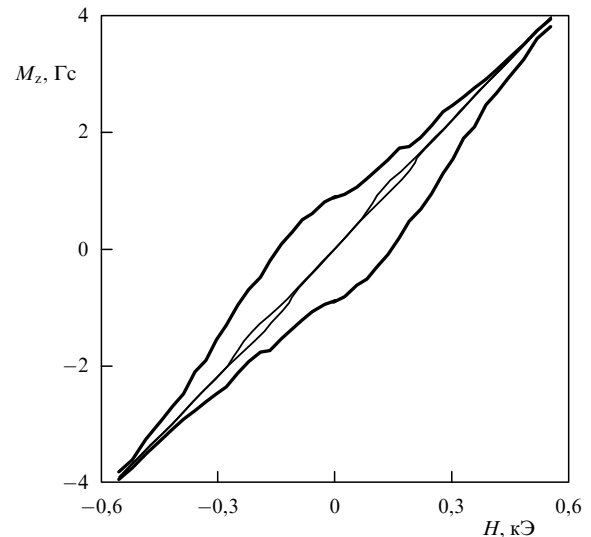


Рис. 3. Зависимость петли гистерезиса от температуры при внешнем магнитном поле, перпендикулярном образцу ($\theta = 0$): толстая кривая — $T = 4,2 \text{ К}$; тонкая — $T = 77 \text{ К}$.

кривых намагничивания при этом качественно не изменился. Эти результаты ставят под сомнение высказанную гипотезу о "солитонном" происхождении гистерезиса при намагничивании решетки в трудном направлении. Возможно, наблюдавшийся эффект связан с неоднородным распределением намагниченности в исследуемых частицах.

Микромагнитные расчеты показывают [9], что для табличных значений константы обменного взаимодействия ($J \approx 0,55 \times 10^6 \text{ эрг см}$), магнитного момента ($M_s \sim 10^3 \text{ Гс}$) и константы анизотропии ($K \sim 10^3 \text{ эрг см}^{-3}$) изолированные частицы пермаллоя с радиусом 20–40 нм и высотой 20–40 нм имеют вихревое распределение намагниченности. Критический радиус перехода в однородное состояние равен 10 нм. В связи с этим можно предположить следующий сценарий процесса намагничивания. Если внешнее поле направлено вдоль цепочек, то распределение намагниченности в частицах однородно. При этом магнитные моменты частиц параллельны и энергия их взаимодействия минимальна. Выигрыш в энергии взаимодействия приводит к однородному распределению намагниченности и в нулевом поле.

При намагничивании в полях, перпендикулярных цепочкам, энергия взаимодействия частиц максимальна. Для ее уменьшения, а также для уменьшения собственной энергии частицы распределение намагниченности в ней "сворачивается" в вихрь. Если учесть, что вихревое распределение должно обладать конечным значением z -компоненты магнитного момента, то ситуация становится очень похожей на наблюдающуюся экспериментально. Наличие остаточной z -компоненты связано с требованием конечности обменной энергии в центре вихря и обсуждалось в [10]. Для проверки высказанного предположения требуется проведение дополнительных расчетов распределения намагниченности в частицах с учетом их взаимодействия.

Существенные особенности имеют петли гистерезиса исследуемой системы при внешнем магнитном поле, направленном вдоль цепочек (рис. 4). Сам факт регистрации сигнала в этом случае является неожиданным.

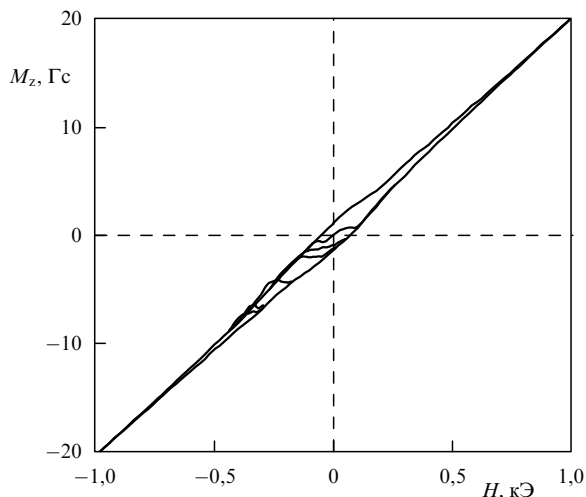


Рис. 4. Зависимость намагниченности образца от внешнего магнитного поля, направленного вдоль цепочек ($\varphi = 0$). Нижняя ветвь соответствует увеличению магнитного поля от -1 до 1 кЭ, верхняя — уменьшению поля от 1 до -1 кЭ. Видны переходы с одной ветви на другую при изменении знака производной внешнего поля во времени.

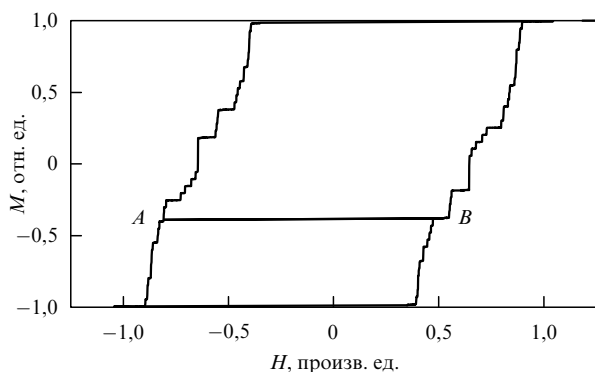


Рис. 5. Численное моделирование процесса намагничивания решетки (1:2) диполей, состоящей из 36 цепочек по 6 диполей в каждой, при приложении внешнего поля вдоль цепочек. Горизонтальная линия показывает один из возможных переходов между ветвями гистерезиса; A и B — состояния с одинаковыми распределениями намагниченности.

Действительно, методом холловской магнетометрии регистрируется средняя по площади z -компонента поля B , создаваемого образцом. Возникновение нормальной составляющей при приложении поля в плоскости образца связано либо с асимметричным расположением решетчатого датчика, либо с неидеальностью последнего (например, датчик имеет форму клина). Мы наблюдали петлю гистерезиса, изображенную на рис. 4, для образцов с соотношением сторон элементарной ячейки 1:2. Особенностью наблюдавшегося процесса намагничивания являются переходы с одной ветви петли гистерезиса на другую при изменении знака производной внешнего поля по времени.

В случае антиферромагнитного взаимодействия между цепочками, спадающего по степенному закону [11], и бесконечного числа цепочек следует ожидать фрактального поведения кривой намагничивания. Подобная ситуация возникает при анализе зависимости плотности одномерного решетчатого газа с дальнедействующим

антиферромагнитным взаимодействием от химического потенциала [12].

Существенное отличие задачи о перемагничивании цепочек заключается в их коэрцитивности. Проведенное нами прямое моделирование перемагничивания системы цепочек диполей показывает, что край гистерезиса состоит из ступенек, высота которых равна магнитному моменту одной цепочки, а длина определяется взаимодействием между цепочками (рис. 5), причем для перемагничивания цепочек в обратном направлении необходимо пересечь петлю гистерезиса.

Таким образом, мы связываем наблюдавшиеся особенности с мультистабильностью исследуемой системы дипольно-взаимодействующих частиц. Вопрос о переходе системы в суперпарамагнитное состояние может быть решен при изучении зависимости наблюдаемых коллективных эффектов от температуры. О существовании такой зависимости свидетельствуют качественные изменения кривой намагничивания образца с прямоугольной элементарной ячейкой при повышении температуры образца до 77 К (см. рис. 4).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 98-02-16183) и программы "Физика твердотельных наноструктур" (проект 98-074) Миннауки РФ.

Список литературы

1. Simonds J L *Phys. Today* **48** (4) 26 (1995)
2. Розенбаум В М, Огенько В М, Чуйко А А *УФН* **161** (10) 79 (1991)
3. Morup S *Europhys. Lett.* **28** (9) 671 (1994)
4. Sugavara A, Sheinfein M R *Phys. Rev. B* **56** (4) R8499 (1997)
5. Gider S et al. *Appl. Phys. Lett.* **69** 3269 (1996)
6. Lok J G S et al. *Phys. Rev. B* **58** 12201 (1998)
7. Бухараев А А и др. *ФТТ* **40** 1277 (1998)
8. Гусев С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **68** 475 (1998)
9. Усов Н А, частное сообщение
10. Ishii Y, Nakazawa Y *J. Appl. Phys.* **81** 1847 (1996)
11. Gross M, Kiskamp S *Phys. Rev. Lett.* **79** 2566 (1997)
12. Bak P, Bruinsma R *Phys. Rev. Lett.* **49** 249 (1982)

PACS numbers: 73.20.-r, 73.23.-b, 73.40.Gk

Теория когерентной генерации резонансно-туннельного диода

В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев,
А.В. Крашенинников, А.И. Подливаев

1. Введение

Как известно, резонансное туннелирование и отрицательная дифференциальная проводимость в резонансно-туннельном диоде (т.е. в двухбарьерной квантовой яме или квантовой точке) обусловлены возникновением резонансного уровня энергии за счет явления пространственного квантования [1, 2]. Отрицательная дифференциальная проводимость приводит к возможности генерации электромагнитного поля. В [3, 4] была продемонстрирована генерация резонансно-туннельного диода вплоть до частоты 712 ГГц.

Однако широкое применение генераторов на резонансно-туннельном диоде сдерживается сравнительно низкими достигнутыми мощностями и частотами. Причины такого положения и пути повышения мощности остаются не совсем ясными, что связано, по-видимому, и