Неколлинеарные состояния в цепочке однодоменных магнитных частиц

К. Р. Мухаматчин[+*], *А. А. Фраерман*[+]

[+]*Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия*

[*]*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 19 апреля 2011 г.
После переработки 16 мая 2011 г.

В работе теоретически исследовано основное состояние цепочки однодоменных магнитных частиц и найдены условия, при которых оно является неколлинеарным в нулевом внешнем магнитном поле. Эти неколлинеарные состояния обусловлены особенностями дальнодействующего магнитостатического взаимодействия в системах без центра инверсии.

Магнитное упорядочение в периодических системах однодоменных ферромагнитных частиц, обусловленное их магнитостатическим взаимодействием, активно изучалось как теоретически [1–5], так и экспериментально [6–11]. Интерес к этим системам обусловлен возможностью управления их магнитными свойствами путем изменения формы частиц и симметрии решетки. Целью данной работы является исследование вопроса о существовании неколлинеарных состояний в простейшей решетке – одномерной цепочке однодоменных магнитных частиц. Мы покажем, что подобно тому, как в природных кристаллах возникают спиральные магнитные состояния из-за антиферромагнитного дальнодействующего взаимодействия [12, 13] или взаимодействия Дзялошинского–Мория [14–18], неколлинеарные состояния возможны и в цепочке магнитостатически взаимодействующих ферромагнетиков. Энергия одномерной решетки однородно намагниченных частиц в расчете на элементарную ячейку запишется в виде

$$E = \frac{1}{2N}\sum_{n,n'} D_{ik}(n,n')M_i(n)M_k(n'), \qquad (1)$$

где $\mathbf{M}(n)$ – магнитный момент на узле с номером n; D_{ik} – тензор магнитостатического взаимодействия, зависящий от формы частиц и их взаимного расположения. В однородном и изотропном пространстве этот тензор симметричен и зависит только от расстояния между частицами: $D_{ik}(|n-n'|) = D_{ki}(|n-n'|)$. Отметим, что в этом случае энергия системы (1) не содержит слагаемых, подобных энергии Дзялошинского–Мория.

1. Рассмотрим цепочку одинаковых анизотропных частиц (дисков) объема V_0, легкая плоскость намагничивания которых перпендикулярна оси цепочки (ось Oz). Тогда тензор магнитостатических взаимодействий приобретает вид $D_{ik}(|n-n'|) = V_0\delta_{ik}D(|n-n'|)$, где δ_{ik} – символ Кронекера; $i,k = x,y$. Нас интересует случай, когда в силу большой анизотропии намагниченность частиц ориентирована перпендикулярно оси цепочки. В рамках сделанных предположений энергия системы (1) приобретает "обменный" вид и зависит только от углов между магнитными моментами частиц. Будем искать равновесное распределение намагниченности в виде $\mathbf{M}(n) = M_0(\cos qn, \sin qn)$. Тогда вопрос о существовании неколлинеарных состояний сводится к исследованию на экстремум фурье-образа тензора магнитостатического взаимодействия:

$$E(q) = \frac{M_0^2 V_0}{2}\sum_n D(n)\cos qn. \qquad (2)$$

Очевидно, что энергия (2) имеет экстремумы в центре ($q=0$) и на краю ($q=\pi$) зоны Бриллюэна. Нетривиальным является вопрос о существовании минимума в "произвольной" точке зоны Бриллюэна. Необходимым условием существования такого минимума является "вогнутость" последовательности $P_n = \{nD(n)\}$ [19], т. е.

$$P_n - 2P_{n+1} + P_{n+2} < 0. \qquad (3)$$

Это условие является более сильным по сравнению с часто используемым соотношением между энергиями взаимодействия ближайших частиц: $P_1 < 2P_2$ [10, 12]. Однако выполнения условия (3) недостаточно для существования магнитной спирали в рассматриваемой системе. Прямым расчетом можно показать, что неколлинеарное состояние отсутствует в цепочке однородно намагниченных дисков при любом соотношении между их радиусом, толщиной и периодом цепочки. При этом минимуму энергии системы соответствует антиферромагнитное упорядочение магнитных моментов частиц.

Если цепочка содержит две разные частицы в элементарной ячейке, то основное состояние системы спирально. Для примера рассмотрим бесконечную одномерную периодическую решетку анизотропных магнитных диполей с периодом d, модулированную по величине магнитного дипольного момента в каждом узле с периодом модуляции $2d$. Энергия этой системы имеет вид

$$E = \frac{M_0^2}{2Nd^3} \sum_{n,n' \neq n} \frac{V(n)V(n')}{|n-n'|^3} \mathbf{m}(n)\mathbf{m}(n'), \qquad (4)$$

где объем частиц $V(n)$ определяется формулой $V(n) = (V_1 - V_0)[1-(-1)^n]/2 + V_0$; $\mathbf{m}(n) = \mathbf{M}(n)/M_0$. Исследуем вопрос о спиральных состояниях цепочки частиц с малой модуляцией объемов. Ясно, что в этом случае волновое число спирали должно быть близко к π. Используя интегральное представление суммы [20]:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos qn}{n^3} = \mathrm{Re}\left[F(3,iq)\right], \qquad (5)$$

$F(3,iq) = (1/2)\int\limits_0^\infty t^2 dt/(e^{t+iq} - 1)$ – интегральная функция Бозе–Эйнштейна, для $E(q)$ вблизи края зоны Бриллюэна имеем [21]

$$E(q) \approx M_0^2 \frac{V_0^2 + V_1^2}{d^3} \left\{ \frac{1-7V}{8}\zeta(3) + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{1-V}{2} \ln|q-\pi| - 3\frac{1-V}{4} + \frac{1+V}{2}\ln 2 \right) \frac{(q-\pi)^2}{2} \right\}, \qquad (6)$$

где $V = 2V_0V_1/(V_0^2 + V_1^2)$ – параметр модуляции; $\zeta(3)$ – дзета-функция Римана. Из (6) следует, что минимуму энергии соответствует несоизмеримая спиральная структура, период которой определяется параметром модуляции V:

$$q_{\min} = \pi \pm \exp[1 - (\ln 2)(1+V)/(1-V)]. \qquad (7)$$

Знаки “+” и “–” соответствуют “левой” и “правой” спиралям, энергии которых одинаковы. Отметим, что волновое число спирали экспоненциально близко к π при малой модуляции объемов частиц ($V_0 \approx V_1$).

2. Как отмечалось, тензор магнитостатического взаимодействия в однородном пространстве является симметричным. Однако в неоднородной магнитной среде тензор $D_{ik}(n,n')$ может содержать и антисимметричную часть. Как известно, всякий антисимметричный тензор второго ранга дуален псевдовектору. Следовательно, в магнитостатической энергии взаимодействия двух частиц возможно слагаемое вида $(\boldsymbol{\eta}[\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_2])$. Представим псевдовектор $\boldsymbol{\eta}$ следующим образом:

$$\boldsymbol{\eta} = [\mathrm{grad}\mu \times \mathbf{d}], \qquad (8)$$

где $\mathbf{d}$ – радиус-вектор, направленный от частицы 1 к частице 2; $\mathrm{grad}\mu$ – градиент магнитной проницаемости рассматриваемой неоднородной среды. В качестве примера исследуем основное состояние цепочки изотропных магнитных диполей с двумя одинаковыми моментами в элементарной ячейке. Цепочка расположена вдоль оси Oz на расстоянии $l/2$ от поверхности сверхпроводника (плоскость xz). Будем считать, что лондоновская глубина проникновения магнитного поля равна нулю и сверхпроводник представляет собой идеальный диамагнетик. В этом случае расчет магнитного поля, индуцированного сверхпроводящими токами в точке нахождения диполя с номером n', сводится к вычислению магнитных полей от диполей изображения подрешеток $\mathbf{m}^* = \{m_x, -m_y, m_z\}$:

$$\mathbf{H}_{\mathrm{refl}} = M_0 \sum_{n,i=1,2} \frac{3(\mathbf{m}_n^{*(i)}\mathbf{R}^{(i)})\mathbf{R}^{(i)} - \mathbf{m}_n^{*(i)}\mathbf{R}^{(i)2}}{|\mathbf{R}^{(i)}|^5}, \qquad (9)$$

где i – номер подрешетки; $\mathbf{R}^{(1)} = \{0, l, d(n'-n)\}$ и $\mathbf{R}^{(2)} = \{0, l, d(n'-n) - a\}$ – векторы, направленные от диполей изображения к выбранному диполю; a – расстояние между частицами в элементарной ячейке; d – период структуры. Основным состоянием системы является неколлинеарное состояние, образованное двумя однородно намагниченными подрешетками с единичными векторами намагниченности $\mathbf{m}^{(1)} = \mathbf{m}^{*(2)} = \{0, \sin(\beta/2), \cos(\beta/2)\}$ и $\mathbf{m}^{(2)} = \mathbf{m}^{*(1)} = \{0, -\sin(\beta/2), \cos(\beta/2)\}$ (рис. 1). После простых, но громоздких преобразований энергия цепочки может быть представлена в виде

$$E = J\mathbf{m}^{(1)}\mathbf{m}^{(2)} + \alpha[\mathbf{n} \times \mathbf{z}_0][\mathbf{m}^{(1)} \times \mathbf{m}^{(2)}], \qquad (10)$$

где $\mathbf{m}^{(1,2)}$ – единичные векторы в направлении намагниченностей подрешеток; $\mathbf{z}_0$ – единичный вектор, направленный от частицы первой подрешетки к частице второй; $\mathbf{n}$ – вектор нормали к границе сверхпро-

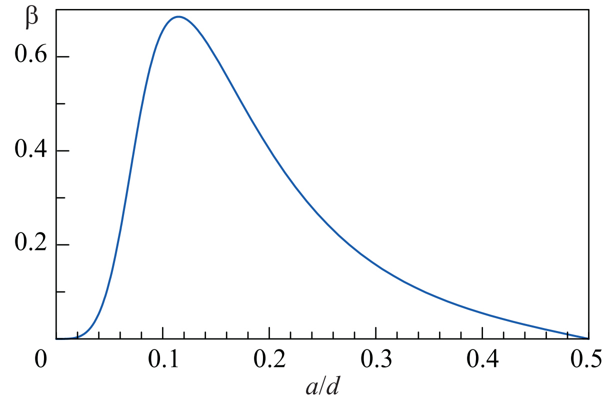

Рис. 1. Угол разориентации магнитных моментов подрешеток как функция отношения расстояния между частицей и ее изображением к периоду решетки ($a/d = 0.1$)

водника. Константы J и α определяются выражениями

$$J = -M_0^2 V_0^2 \left\{ \sum_{n,n'} \left(\frac{1/2}{|a + d(n-n')|^3} + \right.\right.$$
$$+ \frac{3}{\{[a+d(n-n')]^2 + l^2\}^{3/2}} + \frac{1}{[d^2(n-n')^2 + l^2]^{3/2}}$$
$$\left.\left. - \frac{6l^2}{\{[a+d(n-n')]^2 + l^2\}^{5/2}} \right) + \sum_{n,n' \neq n} \frac{3/2}{d^3|n-n'|^3} \right\}, \tag{11}$$

$$\alpha = 6M_0^2 V_0^2 \sum_{n,n'} \frac{l[a + d(n-n')]}{\{[a+d(n-n')]^2 + l^2\}^{5/2}}. \tag{12}$$

Соответственно, угол между намагниченностями подрешеток $\beta = \arctan(\alpha/J)$. Отметим, что знак $\beta < 0$ (β отсчитывается от направления $\mathbf{m}^{(1)}$ против часовой стрелки) определен однозначно. Из (11) и (12) при $a \ll d$ можно получить следующие асимптотические выражения для β:

$$\beta \approx \begin{cases} -6l^4/a^4, & \text{если } l \ll d; \\ -4\pi^2 \left(\frac{2a}{d}\right)^3 \sqrt{\frac{d}{l}} \sin\left(\frac{2\pi a}{d}\right) e^{-2\pi l/d}, & \text{если } l \gg d. \end{cases}$$

Таким образом, вблизи поверхности сверхпроводника и при удалении от нее система стремится к ферромагнитному упорядочению, а максимальная разориентация магнитных моментов подрешеток достигается на расстояниях $l \sim a$ (рис. 2). Также очевидно, что в бесконечной цепочке при $a = d/2$, т.е. в решетке с ячейкой Бравэ, магнитные моменты ориентированы коллинеарно (рис. 3).

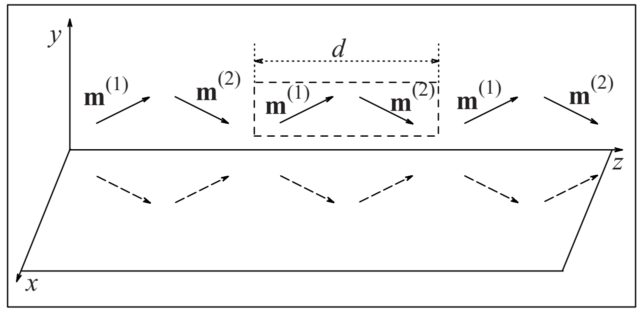

Рис. 2. Цепочка магнитных диполей над поверхностью сверхпроводника (плоскость xz). Показана элементарная ячейка решетки, пунктиром построены диполи изображения

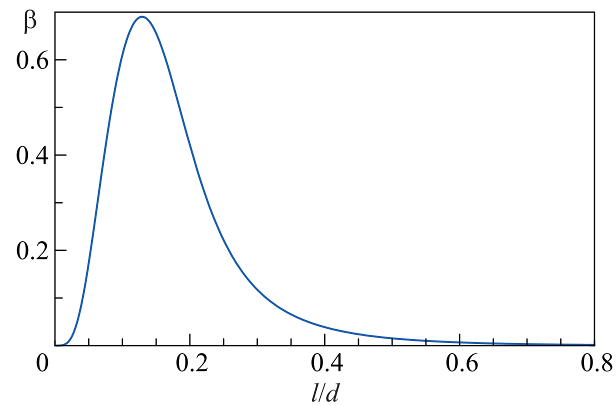

Рис. 3. Угол разориентации магнитных моментов подрешеток как функция отношения расстояния между частицами к периоду решетки

Итак, в работе найдены условия, при которых основное состояние цепочки однородно намагниченных частиц неколлинеарно. Это неколлинеарное состояние имеет вид либо геликоидальной структуры в случае цепочки анизотропных частиц, либо скошенных магнитных подрешеток в случае цепочки над поверхностью сверхпроводника. В первом случае магнитостатическое взаимодействие приобретает вид обменного антиферромагнитного дальнодействующего взаимодействия и геликоидальная структура подобна известным модулированным структурам в редкоземельных металлах [12, 13]. Во втором случае магнитостатическое взаимодействие приобретает вид взаимодействия Дзялошинского–Мория, что возможно только в неоднородной среде.

Работа выполнена при поддержке программы “Кадры” (ГК # П2618, ГК # П348) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 11-02-00434-а).

1. J. M. Luttinger and L. Tisza, Phys. Rev. **70**, 954 (1946).
2. В. М. Розенбаум, В. М. Огенко, А. А. Чуйко, УФН **161**, 79 (1991).
3. V. M. Rozenbaum, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **99**, 1836 (1991).
4. V. M. Rozenbaum, Phys. Rev. B **51**, 1290 (1995).
5. J. D. Feldmann, G. J. Kalman, P. Hartmann, and M. Rosenberg, Phys. Rev. Lett. **100**, 085001 (2008).
6. V. Novosad, K. Yu. Guslienko, H. Shima et al., Phys. Rev. B **65**, 060402(R) (2002).
7. E. Girgis, R. D. Portugal, H. Loosvelt et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 187202 (2003).
8. R. P. Cowburn, Phys. Rev. B. **65**, 092409 (2002).
9. A. Remhof, A. Schumann, A. Westphalen et al., Phys. Rev. B. **77**, 134409 (2008).
10. A. A. Fraerman, B. A. Gribkov, S. A. Gusev et al., J. Appl. Phys. **103**, 073916 (2008).
11. R. F. Wang et al., Nature **439**, 303 (2006).
12. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, М.: Мир, 1983.
13. J. Jensen and A. R. Mackintosh, *Rare Earth Magnetism*, Clarendon Press, Oxford, 1991.
14. B. Binz, A. Vishwanath, and V. Aji, Phys. Rev. Lett. **96**, 207202 (2006).
15. B. Binz and A. Vishwanath, Phys. Rev. B **74**, 214408 (2006).
16. Kwan-yuet Ho and T.R. Kirkpatrick, Phys. Rev. B **82**, 134487 (2010).
17. S. V. Maleyev, Phys. Rev. B **73**, 174402 (2006).
18. С. Н. Мартынов, ЖЭТФ **136**, 1134 (2009).
19. Н. К. Бари, *Тригонометрические ряды*, ФМ, Москва (1961).
20. А. П. Прудников, Ю. А. Брычков, О. И. Маричев, *Элементарные функции*, М.: ФМ, 2002.
21. J. E. Robinson, Phys. Rev. **83**, 678 (1951).