

Образование неоднородных магнитных структур в слабых ферромагнетиках ромбоэдрической симметрии

© А.В. Чжан

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,
660036 Красноярск, Россия

E-mail: avchz@mail.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 20 ноября 2007 г.)

Представлена модель образования неоднородных магнитных структур в слабых ферромагнетиках ромбоэдрической симметрии, основанная на общей теории ферромагнетизма в таких соединениях. Приведены качественные расчеты зависимости периода магнитных неоднородностей от параметров образцов. Проведено сравнение с экспериментальными данными.

PACS: 75.30.Gw, 75.50.Ee, 75.60.Ch

1. Введение

Примечательным эффектом в слабых ферромагнетиках ромбоэдрической симметрии являются наблюдаемые в них полосовые структуры. Такие структуры впервые обнаружены в борате железа FeVO_3 при температурах ниже 190 К [1]. Полосы наблюдаются и в гематите в ферромагнитной фазе. Появление полос первоначально объяснялось своеобразным оптическим эффектом, который может проявиться в таких кристаллах при прохождении линейно поляризованного света через магнитные домены, разделенные наклонной доменной стенкой. Однако предложенная модель не позволяет объяснить все особенности наблюдаемых структур, и, как показано в [2], эти полосы представляют собой магнитные структуры с неоднородным распределением намагниченности, или неоднородные магнитные структуры (НМС). В настоящей работе рассмотрены физические причины, которые могут привести к образованию НМС в слабых ферромагнетиках, имеющих ромбоэдрическую симметрию.

2. Экспериментальные результаты и их теоретическое обоснование

Образцами для исследований являлись монокристаллы FeVO_3 , которые были выращены методом газового транспорта. Из каждой партии выращенных кристаллов отбирались образцы, не содержащие двойников или включений. Образцы имели пластинчатую форму с базовой плоскостью (111). Визуализация доменных структур производилась на магнитооптической установке, основанной на эффекте Фарадея.

Наблюдение за изменениями НМС устанавливает следующие факты.

1) Период НМС λ не зависит от геометрических размеров образца в направлениях, параллельных его базовой плоскости, при этом значение λ увеличивается с ростом толщины образца. Как показано в [2], причиной

такого изменения НМС является выход вектора ферромагнетизма \mathbf{m} из базовой плоскости. Это приводит к росту магнитостатической энергии, которая уменьшается с образованием неоднородной магнитной структуры.

2) Полосы в неоднородной магнитной структуре образуются только вдоль трех направлений, совпадающих с осями симметрии второго порядка, которые параллельны плоскости (111). Выбор одной системы полос можно осуществить, если в базовой плоскости в направлении, параллельном одной из трех плоскостей симметрии, приложить магнитное поле. Базовая плоскость и плоскость симметрии в исследуемых кристаллах взаимно перпендикулярны.

Появление полос можно объяснить, если учесть кристаллографическую анизотропию, свойственную слабым ферромагнетикам ромбоэдрической симметрии. В таких ферромагнетиках, согласно теории Дзялошинского [3], можно выделить три магнитных состояния. В состоянии I ферромагнитный момент отсутствует. Вещество представляет собой антиферромагнетик с вектором антиферромагнетизма $\mathbf{I} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$, где \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 — намагниченности подрешеток, ориентированные перпендикулярно базовой плоскости (111) или вдоль оси C_3 . В слабоферромагнитной фазе при учете вкладов в анизотропию взаимодействий четвертого порядка, которые зависят от ориентации \mathbf{I} относительно выделенных направлений в базовой плоскости, можно установить два характерных состояния II и III. Ромбоэдрические кристаллы в базовой плоскости имеют три оси второго порядка L_2 и перпендикулярные этой плоскости три плоскости симметрии σ . В состоянии II (рис. 1, a) вектор \mathbf{I} находится в плоскости симметрии и наклонен относительно базовой плоскости на угол δ , а вектор \mathbf{m} лежит в плоскости (111) и направлен вдоль оси второго порядка.

В состоянии III (рис. 1, b), которое возникает при ориентации \mathbf{I} , параллельной оси второго порядка, \mathbf{m} будет лежать в плоскости симметрии и отклоняться от базовой плоскости на угол γ . Таким образом, направление вектора ферромагнетизма относительно базовой

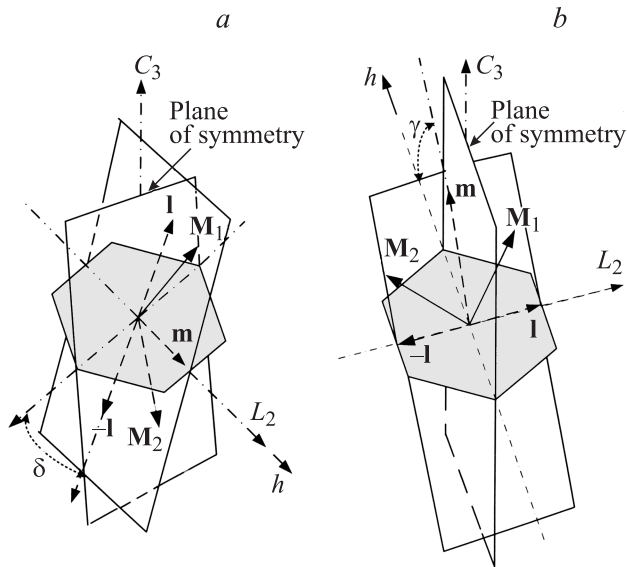


Рис. 1. Возможные состояния магнитных моментов в слабых ферромагнетиках ромбоэдрической симметрии согласно [3].

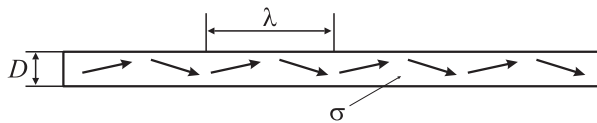


Рис. 2. Пространственное изменение ориентаций вектора ферромагнетизма в состоянии III.

плоскости может меняться в зависимости от ориентаций \mathbf{l} относительно осей второго порядка. Согласно [4], такие изменения в ориентации \mathbf{m} можно осуществить наложением вращающегося в плоскости (111) магнитного поля h . При ориентации h под углом φ к L_2 угол наклона \mathbf{m} относительно базовой плоскости будет меняться по закону $\gamma = \gamma_0 \sin 3\varphi$. Максимальный выход ферромагнитного момента из базовой плоскости будет наблюдаться, если магнитное поле ориентировано параллельно одной из трех плоскостей симметрии.

Если сопоставить экспериментальные результаты с теорией, то можно установить, что НМС образуются в состоянии III, при котором вектор антиферромагнетизма параллелен L_2 , а вектор ферромагнетизма находится в плоскости симметрии σ и направлен под углом γ к базовой плоскости. При образовании НМС γ будет периодически менять свое значение — подобно тому, как показано на рис. 2. Таким образом, причиной образования неоднородных магнитных структур в FeVO_3 может являться магнитная кристаллографическая анизотропия, свойственная слабым ферромагнетикам ромбоэдрической симметрии.

Для того чтобы определить равновесное значение периода неоднородной магнитной структуры, запишем свободную магнитную энергию E кристалла в состоянии III. В отсутствие внешнего магнитного поля она

может быть представлена в виде

$$E = E_a + E_{ms} + E_{ex}, \quad (1)$$

где E_a — эффективная энергия магнитной кристаллографической анизотропии, E_{ms} — энергия размагничивающего поля, E_{ex} — энергия неоднородного обмена.

При записи формулы (1) предполагается, что при образовании неоднородной магнитной структуры величина и направление вектора антиферромагнетизма не меняются. Такие предположения основаны на том, что в любой точке НМС абсолютная величина ферромагнитного вектора не меняется, и поэтому величина \mathbf{l} будет оставаться постоянной. Так как НМС образуется в состоянии III, вектор антиферромагнетизма в такой структуре должен быть ориентирован вдоль оси второго порядка. При этом поле одноосной анизотропии, которое укладывает \mathbf{l} в базовую плоскость, для бората железа в области исследуемых температур составляет $3 \cdot 10^3$ Ое [5], в то время как величина размагничивающего поля H_{ms} , которое обуславливает появление НМС, может составлять величину порядка $4\pi m \sin \gamma$, что для FeVO_3 при $T = 77$ К не превышает 10 Ое. Поэтому размагничивающее поле не может оказать влияния на ориентацию антиферромагнитной составляющей намагниченности подрешеток.

Для простоты представим, что угол выхода вектора ферромагнетизма из базовой плоскости γ в неоднородной магнитной структуре меняется по гармоническому закону

$$\gamma = \gamma_0 \sin\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right), \quad (2)$$

где γ_0 — максимальное значение угла выхода вектора ферромагнетизма из базовой плоскости, λ — период НМС.

Тогда составляющая намагниченности, перпендикулярная базовой плоскости в НМС, будет иметь вид

$$m_{\perp} = m \sin\left[\gamma_0 \sin\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right)\right]. \quad (3)$$

Значение γ_0 в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ составляет 10^{-3} rad, а для FeVO_3 эта величина в 2–3 раза меньше [6], поэтому уравнение (3) можно записать в виде

$$m_{\perp} = m\gamma_0 \sin\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right). \quad (4)$$

Средняя за период обменная энергия на единицу объема будет равна

$$\begin{aligned} \langle E_{ex} \rangle &= \left\langle A \left(\frac{\partial \gamma}{\partial x} \right)^2 \right\rangle = 4\pi^2 A \gamma_0^2 \left(\frac{1}{\lambda} \right)^2 \langle \sin^2 \gamma \rangle \\ &= 2\pi^2 A \gamma_0^2 \left(\frac{1}{\lambda} \right)^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где A — константа неоднородного обменного взаимодействия.

Энергия анизотропии

$$E_a = -K_u \cos^2(\theta - \gamma), \quad (6)$$

где K_u — эффективная константа магнитной анизотропии (легкая ось направлена под углом θ к базовой плоскости).

Для того чтобы найти энергию магнитостатического поля, воспользуемся выражением такой энергии в случае образования периодических полосовых доменных структур в тонких ферромагнитных пленках с „закритическими“ толщинами [7,8]. Образование полосовых доменов в таких пленках связано с наличием составляющей намагниченности, перпендикулярной плоскости пленки. Если в расчетах энергии размагничивающего поля E_{ms} , приведенных в [7], использовать распределение (2), то можно показать, что выражение для средней за период энергии размагничивающего поля на единицу объема будет иметь вид

$$E_{ms} = \frac{\lambda m^2 \gamma_0^2}{4D} \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi D}{\lambda}\right) \right], \quad (7)$$

где D — толщина образца.

С учетом (5)–(7) среднее значение полной энергии:

$$\langle E \rangle = \frac{2\pi^2 A}{\lambda^2} \gamma_0^2 + \langle -K \cos^2(\theta - \gamma) \rangle + \frac{m^2 \gamma_0^2 \lambda}{4D} \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi D}{\lambda}\right) \right]. \quad (8)$$

Находим равновесное значение λ из условия $\frac{\partial \langle E \rangle}{\partial \lambda} = 0$, или

$$-\frac{4\pi^2 A^2}{\lambda^3} + \frac{m^2}{4D} \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi D}{\lambda}\right) \right] - \frac{\pi m^2}{2\lambda} \exp\left(-\frac{2\pi D}{\lambda}\right) = 0. \quad (9)$$

На рис. 3 (кривая 1) представлено решение уравнения (9) относительно λ при различных значениях D . Значение константы неоднородного обмена определялось из соотношения $A = kT_c/a$, где k — постоянная Больцмана, a — постоянная решетки, T_c — температура Кюри. Для бората железа $T_c = 348$ К, $a = 5.0$ Å, тогда $A = 10^{-6}$ erg/cm²; значение m при температуре 77 К для FeBO₃ составляет 15–17 Г.

Здесь же приведены экспериментальные значения периода НМС при различных значениях D . Наблюдаемое различие экспериментальной и вычисленной зависимости $\lambda(D)$ можно объяснить тем, что при малых отклонениях вектора ферромагнетизма от плоскости спина, находящиеся вблизи поверхности, отклоняются от направления легкого намагничивания [8]. Поэтому вместо открытых полюсов вблизи поверхности в действительности возникает пространственное распределение магнитных зарядов. Это приводит к уменьшению

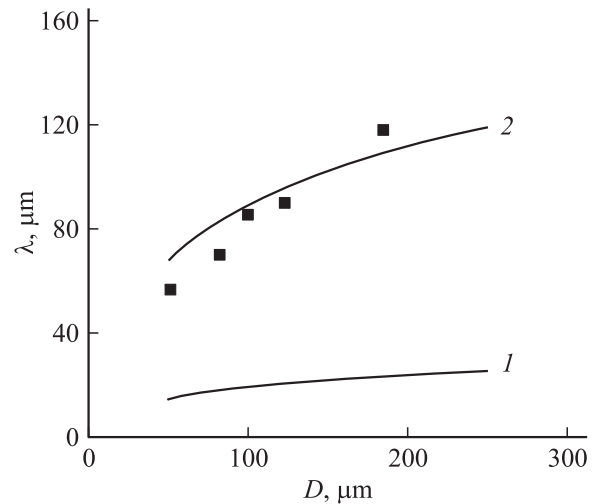


Рис. 3. Зависимость периода НМС бората железа от толщины образца. 1 — расчет по формуле (9); 2 — с учетом поправки магнитостатической энергии. Точками показаны экспериментальные данные.

магнитостатической энергии на фактор β , значение которого можно оценить из выражения [8]:

$$\beta = \frac{1}{1 + \mu^*}, \quad (10)$$

где μ^* — магнитная проницаемость ферромагнетика, связанная с вращением намагниченности. Физически это означает, что чем больше проницаемость, тем легче спины отклоняются от оси легкого намагничивания. Такая поправка магнитостатической энергии получила название μ -коррекции. Величину μ^* можно оценить, если вычислить значение магнитной проницаемости χ^* , обусловленной вращением намагниченности

$$\chi^* = \frac{m^2}{2K_u}, \quad (11)$$

где $K_u = mH_u$, а H_u — величина эффективного поля магнитной анизотропии. В FeBO₃ $H_u \sim 1$ Ое. Тогда $\chi^* \sim 10$. Изменение периода НМС с толщиной образца, вычисленное с учетом коррекции магнитостатической энергии, представлено на рис. 3 (кривая 2). Полученная кривая находится в хорошем согласии с наблюдаемой экспериментальной зависимостью.

Следует отметить, что в представленной модели образования НМС в кристаллах ромбоэдрической симметрии остается неясным отсутствие полос в промежуточных направлениях между тремя выделенными, т.е. в направлениях, при которых теоретически возможен выход вектора ферромагнетизма из базовой плоскости. Выяснение причин этого эффекта требует дополнительного теоретического и экспериментального исследования.

В заключение автор выражает признательность В.М. Соснину за помощь в проведении расчетов.

Список литературы

- [1] J.H. Naisma, W.T. Stasy. J. Appl. Phys. **44**, 3367 (1973).
- [2] А.В. Чжан, Т.Н. Исаева. ФТТ **38**, 2461 (1996).
- [3] И.Е. Дзялошинский. ЖЭТФ **32**, 1547 (1957).
- [4] Е.А. Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных веществ. АН СССР. М. (1963). 224 с.
- [5] W. Jantz, R. Sandercock, W. Wettling. J. Phys. C: Solid State Phys. **9**, 2229 (1976).
- [6] P.J. Flanders. J. Appl. Phys. **43**, 2430 (1972).
- [7] N. Saito, H. Fujiwara, Y. Sugita. J. Phys. Soc. Jap. **19**, 1116 (1964).
- [8] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. Пер. с яп. Мир, М. (1987). 497 с.