

УДК 538.9:538.91

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ В МАЛЫХ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦАХ

© 2024 г. Т. С. Шапошникова^{1,*}, Р. Ф. Мамин¹

¹Казанский физико-технический институт имени Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук», Казань, Россия

* E-mail: t_shap@kfti.knc.ru

Поступила в редакцию 04.12.2023

После доработки 20.12.2023

Принята к публикации 29.01.2024

В рамках феноменологического подхода получена неоднородная электрическая поляризация малых магнитных частиц, связанная с появлением неоднородного распределения намагниченности в их объеме вблизи фазового перехода второго рода из парамагнитного в ферромагнитное состояние. Определена температурная область существования таких неоднородных состояний для частиц разного размера, имеющих сферическую форму. Рассмотрено изменение локальной электрической поляризации малых магнитных частиц во внешнем магнитном поле.

Ключевые слова: магнитные частицы, электрическая поляризация, взаимодействие Дзялошинского–Мории, магнитоэлектрический эффект, мультиферроики

DOI: 10.31857/S0367676524050209, **EDN:** QDQVER

ВВЕДЕНИЕ

Мультиферроики привлекают большое внимание исследователей с научной и практической точек зрения, поскольку эти материалы обладают как магнитными, так и сегнетоэлектрическими свойствами при одних и тех же внешних условиях [1]. Часто это обусловлено существованием в таких материалах магнитоэлектрического эффекта [2]. В мультиферроиках чаще всего сосуществуют антиферромагнетизм и сегнетоэлектричество, а сегнетоэлектрические ферромагнетики являются довольно редкими материалами. Появление вызванной магнитным полем электрической поляризации можно объяснить на основе трех наиболее популярных микроскопических механизмов: механизма, связанного с антисимметричным взаимодействием Дзялошинского–Мории [3, 4], магнитоэлектрики [5] и спин-зависимой гибридизации металл–лиганд. Мы остановим свое внимание на взаимодействии Дзялошинского–Мории, так как оно вызывает неколлинеарное упорядочение спинов. Неоднородное магнитное упорядочение, в свою очередь, может привести к поляризации [6, 7].

Магнетизм частиц малых размеров в последние годы привлекает большое внимание в связи с возможностью их практического применения [8, 9]. «Однодоменные» частицы являются потенциальными кандидатами для использования в качестве элементов памяти в накопителях данных на жестких дисках высокой

плотности. Однако при увеличении размера частиц их магнитное состояние изменяется на вихревое или многодоменное [10–14]. Обсуждение магнитных фазовых переходов в малых частицах стало особенно популярным [12]. Существуют материалы с различными типами структурного, магнитного, орбитального и зарядового упорядочения, и среди них наиболее интересны манганиты, высокотемпературные купратные сверхпроводники и мультиферроики. Разделение фаз в этих материалах часто сопровождается неоднородным распределением заряда [5, 6, 15, 16].

В данной работе рассматривается взаимосвязь магнетизма и сегнетоэлектричества в субмикронных частицах ферромагнетика вблизи температуры магнитного фазового перехода из парамагнитного в ферромагнитное состояние. Целью работы является определение пространственного распределения неоднородной намагниченности, обусловленной размерными эффектами, и исследование свойств пространственно-неоднородной поляризации, возникающей вследствие пространственной неоднородности намагниченности, в частицах сферической формы. В задачи работы входит также определение области существования таких неоднородных состояний в координатах линейный размер частиц — температура и рассмотрение изменения локальной электрической поляризации в малом внешнем магнитном поле. Все расчеты проводились в рамках феноменологического подхода.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Мы рассматриваем трехмерную частицу ферромагнетика сферической формы, помещенную в параэлектрическую среду. Гармоническая часть свободной энергии Ландау–Гинзбурга–Девоншира [7] вблизи фазового перехода второго рода имеет вид

$$F = \int dV \left(\frac{A}{2} \vec{m}^2 + \frac{g}{2} (\nabla \vec{m})^2 \right) + F_{EM}, \quad (1)$$

где $\vec{m}(\vec{r})$ — локальная намагниченность, V — объем частицы сферической формы, ∇ — векторный дифференциальный оператор, A — определяет обменное взаимодействие, $A = A'(T - T_c)$, T_c — температура магнитного фазового перехода объемного образца, g — градиентный член, полученный в [7]. Неоднородный магнитоэлектрический эффект вносит вклад в свободную энергию кристалла F_{EM} , которая имеет следующий вид для объемного кристалла [7]:

$$F_{EM} = \int dV \gamma \vec{E} \left(\vec{m} (\nabla \vec{m}) - (\vec{m} \nabla) \vec{m} \right), \quad (2)$$

где $\vec{E}$ — напряженность электрического поля, а γ — константа магнитоэлектрической связи. Будем считать, что вклад в энергию, связанный с магнитоэлектрическим эффектом, мал, т. е. мала константа γ . Тогда при определении намагниченности можно сначала пренебречь F_{EM} . Эффективное магнитное поле $H^{\text{eff}}(\vec{r}, t)$ определяется как вариация изменения свободной энергии $F - F_{EM}$ по магнитному моменту $\vec{m}$:

$$\vec{H}^{\text{eff}}(\vec{r}, t) = -\delta(F - F_{EM}) / \delta \vec{m}. \quad (3)$$

Так как мы рассматриваем сферическую частицу, то перейдем в сферическую систему координат r, θ и φ . Начало сферической системы координат помещаем в центр частицы. Угол θ ($0 \leq \theta \leq \pi$) откладываем от оси z , угол φ ($0 \leq \varphi < 2\pi$) — от оси x . Для определения

пространственного распределения вектора магнитного момента $\vec{m}$, а в последующем и вектора электрической поляризации $\vec{p}$, рассмотрим вариацию $\delta(F - F_{EM})$ по δm_φ . Если эта вариация равна нулю, то намагниченность является решением уравнения:

$$Am_\varphi + \frac{g}{r^2 (\sin(\theta))^2} m_\varphi - \frac{g}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial m_\varphi}{\partial r} \right) - \frac{g}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin(\theta) \frac{\partial m_\varphi}{\partial \theta} \right) = 0. \quad (4)$$

Распределение намагниченности, возникающее при потере устойчивости по отношению к вихревому неоднородному состоянию, имеет вид

$$m_r = 0, \quad m_\theta = 0, \\ m_\varphi(r, \varphi) = C j_1(p_1^1 r / R) \sin(\theta), \quad (5)$$

где m_r, m_θ и $m_\varphi(r, \theta)$ — проекции вектора локальной намагниченности на оси сферической системы координат, $j_1(x)$ — сферическая функция Бесселя 1-го порядка, R — радиус частицы, p_n^1 — n -й корень уравнения $j_1'(x) = 0$, $C = \text{const}$. Потеря устойчивости по отношению к вихреобразованию соответствует минимальному значению константы $p_1^1 \approx 2.1$. Функция $j_1(p_1^1 r / R)$ является возрастающей функцией r при $0 \leq r \leq R$ и имеет максимум при $r = R$.

На рисунке 1 а показано распределение намагниченности на поверхности частицы сферической формы, т. е. в точках $r = R$, при $C > 0$. Векторы локальной намагниченности показаны стрелками. Вблизи фазового перехода второго рода в ферромагнитное состояние для частиц субмикронного размера можно использовать приближение, когда значение локальной намагниченности зависит от расстояния

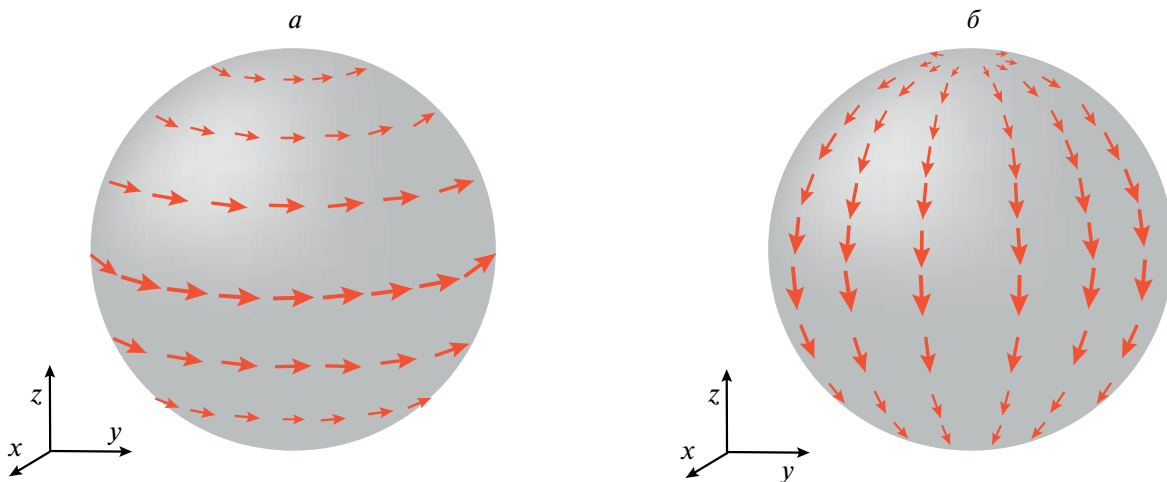


Рис. 1. Распределения намагниченности на поверхности частицы после фазового перехода из парамагнитного в ферромагнитное состояние: для случая $m_r = m_\theta = 0$, и $m_\varphi = m_\varphi(r, \varphi)$ (5) при $r = R$, где R радиус частицы (а); для случая $m_r = m_\varphi = 0$ и $m_\theta = m_\theta(r, \varphi)$ (7) при $r = R$ (б). Стрелками показаны величины и направления векторов локальной намагниченности на поверхности частицы.

до центра частицы. Одним из решений уравнения (4) является вихревое состояние (5).

Рассмотрим второй случай, когда $m_r = m_\varphi = 0$ и $m_\theta = m_\theta(r, \theta)$. Для определения пространственного распределения вектора магнитного момента $\vec{m}$, рассмотрим вариацию $\delta(F - F_{EM})$ по δm_θ . Если эта вариация равна нулю, то намагниченность является решением уравнения (6), подобного уравнению (4):

$$Am_\theta + \frac{g}{r^2(\sin(\theta))^2} m_\theta - \frac{g}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial m_\theta}{\partial r} \right) - \frac{g}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin(\theta) \frac{\partial m_\theta}{\partial \theta} \right) = 0. \quad (6)$$

Решение уравнения (6) имеет вид:

$$m_\theta(r, \theta) = C_2 j_1(p_1 r / R) \sin(\theta), \quad (7)$$

где $C_2 = \text{const}$.

На рисунке 1б показано распределение намагниченности на поверхности частицы сферической формы в этом случае (для $C_2 > 0$). В отличие от первого случая, показанного на рисунке 1а, полная намагниченность частицы не равна нулю. Важно отметить, что распределение намагниченности внутри частицы является неоднородным также, как и на поверхности, и зависит от расстояния от центра частицы. Модуль намагниченности, как видно из выражений (5) и (7), монотонно возрастает в направлении от центра частицы к поверхности.

Для кубических кристаллов допустимой формой магнитно-индуцированной электрической поляризации [7, 15] является выражение, которое получается при дифференцировании магнитоэлектрического вклада в свободную энергию (2):

$$\vec{p} = \gamma((\vec{m} \nabla) \vec{m} - \vec{m}(\nabla \vec{m})). \quad (8)$$

Это выражение получено для случая, когда электрическая поляризация определяется взаимодействием Дзялошинского–Мории [3, 4]. Для 3D-вихревого состояния в объеме шара при $m_r = m_\theta = 0$, и $m_\varphi = m_\varphi(r, \varphi)$ (см. (5)) поляризация имеет следующий вид:

$$\vec{p}(r, \theta) = -\gamma C^2 \frac{j_1^2(p_1 r / R) \sin(\theta)}{r} \times (\sin(\theta) \vec{e}_r + \cos(\theta) \vec{e}_\theta). \quad (9)$$

Здесь $\vec{e}_r$ и $\vec{e}_\theta$ — единичные векторы сферической системы координат. Если переписать это выражение в декартовой системе координат, то становится видно, что локальная поляризация в каждой точке частицы сферической формы лежит в плоскости xy , т. е. не имеет проекций на ось z . На рисунке 2 показано распределение локальной поляризации в плоскости xy , проходящей через центр частицы. Векторы поляризации, которые показаны стрелками, лежат в плоскости xy декартовой системы координат и направлены

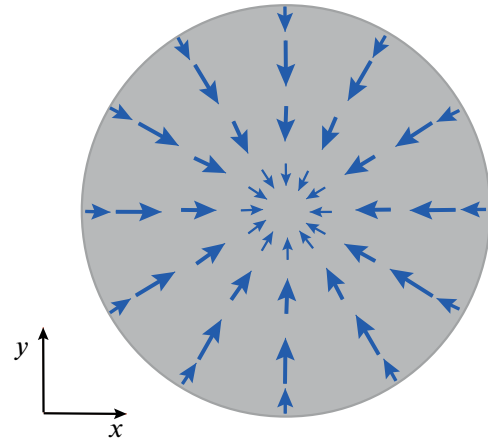


Рис. 2. Распределение локальной электрической поляризации $\vec{p}(\vec{m}_0)$ внутри частицы сферической формы в плоскости $z = 0$, проходящей через центр частицы, рассчитанное по формуле (9).

к оси z . Длина стрелок в разных точках сечения пропорциональна модулю вектора поляризации в этих точках. Из выражения (9) видно, что так как локальная поляризация пропорциональна квадрату константы C , то она не зависит от направления, в котором «закручивается» намагниченность, а зависит только от направления «оси» вихревого состояния.

Для второго случая распределения намагниченности, т. е. для $m_r = m_\varphi = 0$ и $m_\theta = m_\theta(r, \theta) = C_2 j_1(p_1 r / R)$ (см. рис. 1б), при подстановке намагниченности в выражение (8) получается такое же выражение для поляризации (9), как и в случае намагниченности в виде вихря. Таким образом, поляризация в частице (см. рис. 2) имеет одинаковый вид для двух разных распределений намагниченности.

Распределение вихревой намагниченности, рассмотренное в этой статье выше, приводит к распределению поляризации, для которого полная поляризация частицы равна нулю. Но при таком распределении намагниченности полная поляризация может отличаться от нуля во внешнем магнитном поле.

Ферромагнитные частицы могут также представлять собой «однодоменные» однородно намагниченные образования. Однородные состояния ферромагнитных частиц возникают в том случае, если магнитная энергия равномерно намагниченной частицы меньше энергии аналогичной частицы, для которой существует неоднородное распределение намагниченности в объеме частицы. Первая энергия имеет порядок AM^2V , а вторая — gM^2V/l^2 . Здесь M — суммарная намагниченность частицы, V — ее объем, l — линейный размер частицы, A и g — параметры выражения для свободной энергии (1). Тогда размер однодоменных частиц имеет значение, по порядку величины равное $R_c \sim (g/A)^{1/2}$ [17]. Если в нулевом внешнем магнитном поле частица, имеющая форму шара, однородно намагничена, то внутри нее существует

постоянное магнитное поле $\vec{h}_s = -[\mu_0(\mu + 2)]^{-1} \vec{M}$, и стабильность состояния с однородной намагниченностью теряется при $A = -[\mu_0(\mu + 2)]^{-1}$. В этом выражении μ — магнитная проницаемость ферромагнетика, а μ_0 — магнитная постоянная.

Выражение $A = -[\mu_0(\mu + 2)]^{-1}$ определяет критическую температуру $T_{CS} = T_C - \Delta T_S$, где $\Delta T_S = [A'\mu_0(\mu + 2)]^{-1}$. Выше температуры T_{CS} однородное состояние становится неустойчивым по отношению к возникновению неоднородного состояния, так как энергия неоднородного состояния становится меньше, чем энергия однородного. Поэтому для критического радиуса мы имеем $R = R_c = p_1^1(g\mu_0)^{1/2}(\mu + 2)^{1/2}$, при этом R_c имеет порядок 10–20 нм [9].

Обсуждаемое вихревое состояние существует в диапазоне температур выше T_{CS} и ниже T_{CV} и соответствует минимуму свободной энергии системы, поэтому это состояние является стабильным (рис. 3). Верхнюю граничную температуру существования неоднородного вихревого состояния T_{CV} можно определить из равенства $A = g(p_1^1/R)^2$. Эта температура равна $T_{CV} = T_C - \Delta T_V$, где $\Delta T_V = 4.41g[A'R^2]^{-1}$. Так как величина g/A' достаточно мала ($g/A' \approx 5 \cdot 10^{-16} \text{ м}^2 \cdot \text{К}$), то $T_{CV} \sim T_C$. Например, $\Delta T_V \approx 0.05 \text{ К}$ для $R \approx 100 \text{ нм}$, то есть верхняя граница области существования

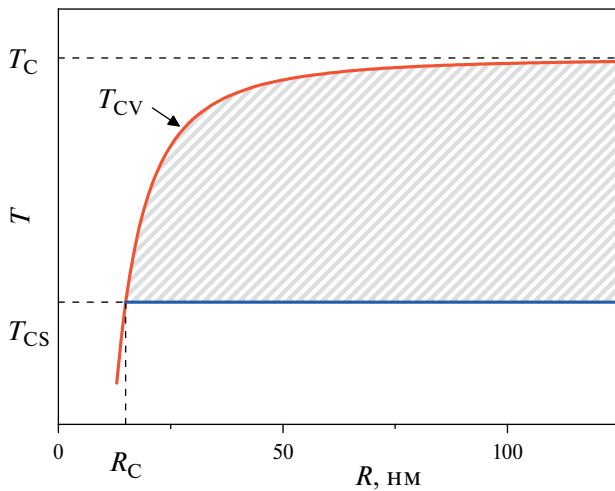


Рис. 3. Фазовая диаграмма существования неоднородного вихревого магнитного состояния и неоднородно полярного состояния для наночастиц сферической формы в координатах радиус частицы R — температура T . Область неоднородного вихревого состояния заштрихована. T_C — температура Кюри магнитного фазового перехода объемного материала, R_c — критический радиус. При $R < R_c$ частица сферической формы равномерно намагничена. $T_{CS} = T_C - \Delta T_S$ и $T_{CV} = T_C - \Delta T_V$ — температурные границы области неоднородного вихревого состояния. При $T > T_{CS}$ однородное магнитное состояние становится неустойчивым по отношению к появлению неоднородного состояния (см. текст), так как энергия неоднородного состояния становится меньше энергии однородного состояния.

неоднородных состояний находится вблизи T_C . Поэтому температурный интервал области существования вихревого состояния имеет порядок ΔT_S . По нашим оценкам, ΔT_S составляет несколько градусов К. Выше T_{CV} однородное парамагнитное состояние является основным состоянием, а ниже T_{CS} основным является однородное магнитное состояние.

Рассмотрим, что произойдет, если намагниченность изменится при приложении внешнего магнитного поля, и как при этом изменится поляризация. Поместим частицу в небольшое постоянное внешнее магнитное поле $\vec{H}$. Тогда $\vec{m} = \vec{m}_0 + \delta\vec{m}$, где $\vec{m}_0$ — намагниченность частицы в отсутствие магнитного поля, а $\delta\vec{m} = \chi\vec{H}$ (где χ — магнитная восприимчивость, $\chi = \text{const}$) — добавка к намагниченности, которая возникает за счет воздействия магнитного поля. Тогда $\vec{p} = \vec{p}(\vec{m}) = \vec{p}(\vec{m}_0) + \Delta\vec{p}$, где $\vec{p}(\vec{m})$ и $\vec{p}(\vec{m}_0)$ имеют вид выражений (9). Для дополнительной поляризации мы получим выражение:

$$\Delta\vec{p} = \gamma\chi\left((\vec{H}\nabla)\vec{m}_0 - \vec{H}(\nabla\vec{m}_0)\right). \quad (10)$$

Пусть намагниченность определена в сферической системе координат $\vec{m}_0 = \vec{m}_0(r, \theta, \varphi)$. Сначала рассмотрим намагниченность, имеющую форму вихревого состояния (рис. 1а),

$$\vec{m}_0 = m_\varphi(r, \theta)\vec{e}_\varphi, \quad (11)$$

где $m_\varphi(r, \theta)$, как в (5), а $m_r = 0$ и $m_\theta = 0$. Тогда $\vec{p}(\vec{m}_0)$ имеет вид (9). Для постоянного магнитного поля $\vec{H}$ в сферической системе координат мы имеем:

$$\vec{H} = H_r\vec{e}_r + H_\theta\vec{e}_\theta + H_\varphi\vec{e}_\varphi = \text{const}, \quad (12)$$

здесь H_r , H_θ и H_φ — проекции вектора $\vec{H}$ на оси сферической системы координат.

Для определенности будем рассматривать только случай, при котором магнитное поле направлено вдоль оси z декартовой системы координат, т. е. вдоль оси вихревого состояния (рис. 1а). В этом случае $H_r = H\cos(\theta)$, $H_\theta = -H\sin(\theta)$ и $H_\varphi = 0$, и в результате для $\Delta\vec{p}$ мы получим:

$$\Delta\vec{p} = \gamma\chi CH \frac{\sin(2\theta)}{2} \left[\frac{\partial j_1(p_1^1 r / R)}{\partial r} - \frac{j_1(p_1^1 r / R)}{r} \right] \cdot \vec{e}_\varphi. \quad (13)$$

Это выражение равно нулю для $\partial j_1(p_1^1 r / R) / \partial r \approx j_1(p_1^1 r / R) / r$, т. е. если r приближается к нулю, а также при $\theta = 0, \pi/2$ и π . Для других значений r согласно выражению (13) $\Delta\vec{p}$ — ненулевое. Из выражения (13) видно, что после усреднения по углам θ и φ суммарная дополнительная поляризация, вызванная внешним магнитным полем, будет равна нулю. То есть в таком случае при приложении внешнего магнитного поля однородная поляризация не возникает.

Рассмотрим теперь намагниченность для второго случая, имеющую вид $\vec{m}_0 = m_\theta(r, \theta)\vec{e}_\theta$, $m_r = 0$ и $m_\varphi = 0$, как в (7) (рис. 1б). Тогда, выполнив расчеты,

аналогичные расчетам, показанным выше, для магнитного поля, направленного вдоль оси z , получим выражение для вклада в локальную поляризацию в виде

$$\Delta \vec{p} = \gamma \chi C_2 H \left[\frac{j_1(p_1^1 r / R)}{r} (\sin^2(\theta) - 2\cos^2(\theta)) \vec{e}_r + \left(\frac{\partial j_1(p_1^1 r / R)}{\partial r} - \frac{j_1(p_1^1 r / R)}{r} \right) \sin(\theta) \cos(\theta) \vec{e}_\theta \right]. \quad (14)$$

После усреднения этого выражения по углам θ и φ получаем, что суммарная дополнительная поляризация, вызванная внешним магнитным полем, будет равна нулю и в этом случае. Однако надо подчеркнуть, что для двух этих случаев неоднородных магнитных состояний под действием магнитного поля произойдет изменение локальной поляризации частицы в соответствии с (13) и (14), что можно наблюдать, используя локальные методы исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках феноменологической теории исследован фазовый переход из парамагнитного в ферромагнитное состояние в трехмерных частицах кубического ферромагнетика, имеющих сферическую форму. Показано, что для частиц с определенным радиусом энергетически более выгоден фазовый переход в вихревое состояние, а для частиц, имеющих размер меньше некоторого критического значения, будет наблюдаться переход в однородно намагниченное состояние. Получены выражения для неоднородной намагниченности частиц сферической формы в двух состояниях (вихревом и невихревом) в нулевом внешнем магнитном поле с учетом вариаций амплитуды намагниченности. Рассчитана неоднородная электрическая поляризация, связанная с неоднородным распределением намагниченности в объеме этих малых магнитных частиц. В расчетах предполагалось, что микроскопический механизм связи поляризации и намагниченности обусловлен взаимодействием Дзялошинского—Мории. Для частиц сферической формы определена область существования таких неоднородных магнитоэлектрических состояний в координатах размер частиц — температура. Показано, что при приложении магнитного поля вдоль оси z локальная поляризация изменяется, а суммарная поляризация частицы остается равной нулю.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания КФТИ им. Е. К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hill N.A. // J. Phys. Chem. B. 2000. V. 104. No. 29. P. 6694.
2. Khanh N.D., Abe N., Sagayama H. et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. No. 7. Art. No. 075117.
3. Дзялошинский И.Е. // ЖЭТФ. 1960. Т. 37. № 3. С. 881; Dzyaloshinskii I.E. // JETP. 1960. V. 10. No. 3. P. 628.
4. Moriya T. // Phys. Rev. 1960. V. 120. No. 1. P. 91.
5. Sergienko I.A., Dagotto E. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. No. 9. Art. No. 094434.
6. Cheong S.-W., Mostovoy M. // Nature Mater. 2007. V. 6. No. 1. P. 13.
7. Mostovoy M. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. No. 6. Art. No. 067601.
8. Hehn M., Ounadjela K., Bucher J-P et al. // Science. 1996. V. 272. No. 5269. P. 1782.
9. Cowburn R.P., Koltsov D.K., Adeyeye A.O. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. No. 5. P. 1042.
10. Stapper Jr.C.H. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. No. 2. P. 798.
11. Coey J. Magnetism and magnetic materials. Cambridge: Cambridge University Press, 2010.
12. Usov N.A., Nesmeyanov M.S. // Sci. Reports. 2020. V. 10. Art. No. 10173.
13. Peixoto L., Magalhaes R., Navas D. et al. // Appl. Phys. Rev. 2020. V. 7. Art. No. 011310.
14. Нургазизов Н.И., Бизяев Д.А., Бухараев А.А., Чукланов А.П. // ФТТ. 2020. № 9. С. 1503; Nurgazizov N.I., Bizyaev D.A., Bukharaev A.A., Chuklanov A.P. // Phys. Solid. State. 2020. V. 62. P. 1667.
15. Levanyuk A.P., Blinc R. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. No. 9. Art. No. 097601.
16. Rößler U.K., Bogdanov A.N., Pfleiderer C. // Nature. 2006. V. 442. No. 7104. P. 797.
17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Москва: Наука, 1982, 620 с.

Influence of magnetic field on electric polarization in small magnetic particles

T. S. Shaposhnikova^{1,*}, R. F. Mamin¹

¹*Zavoisky Physical-Technical Institute, Federal Research Centre Kazan Scientific Centre of the Russian Academy of Sciences, Kazan, 420029, Russia*

** E-mail: t_shap@kfti.knc.ru*

Within the framework of the phenomenological approach, we have obtained an inhomogeneous electric polarization associated with the appearance of an inhomogeneous magnetization distribution in the volume of small magnetic particles near the second-order phase transition from paramagnetic to ferromagnetic state. The temperature area of the existence of such inhomogeneous states for spherical shape particles of different sizes is determined. The change in the local electric polarization of small magnetic particles in an external magnetic field is considered.

Keywords: magnetic particles, electric polarization, Dzyaloshinskii–Moriya interaction, magnetoelectric effect, multiferroic