

01,04,08

Устойчивые состояния магнитных неоднородностей, локализованных в области дефектов

© Р.М. Вахитов, Е.Б. Магадеев, А.Р. Юмагузин, Р.В. Солонецкий

Башкирский государственный университет,
Уфа, Россия

E-mail: VakhitovRM@yahoo.com

(Поступила в Редакцию 25 февраля 2015 г.)

Теоретически исследуются топология и условия зарождения магнитных неоднородностей на дефектах одноосного ферромагнетика. Показано, что при определенных значениях параметров материала на дефектах могут возникать два типа неоднородностей, соответствующих 0-градусной доменной границе, которые различаются размерами, амплитудой и энергией. Выявлено, что высокоамплитудная неоднородность является метастабильным образованием, однако при учете размагничивающих полей образца она может стать устойчивой, т.е. энергетически более выгодной по сравнению с малоамплитудной неоднородностью. Рассмотрен возможный ее вклад в статические и динамические процессы перемагничивания магнетиков.

1. Введение

В магнитных материалах, как правило, присутствуют в достаточном количестве различного рода дефекты, которые существенно влияют на их свойства [1]. В свою очередь это сказывается на некоторых важных характеристиках материала, например на коэрцитивной силе, подвижности и т.д. [1–3]. Исследование их зависимостей от наличия дефектов в образце представляет собой весьма непростую и в то же время актуальную задачу, имеющую технические приложения. Однако, несмотря на определенные теоретические наработки в этой области [3–6] и значительный прогресс, достигнутый при компьютерном моделировании подобных задач [2,7–10], механизмы такой зависимости до сих пор в достаточной мере не изучены. В этом ряду исследований следует отметить работу [11], в которой рассмотрены некоторые аспекты условий зарождения и особенности структуры магнитных неоднородностей, возникающих на дефектах. Было установлено, что в том случае, когда взаимодействие дефектов с магнитной подсистемой вносит отрицательный вклад в термодинамический потенциал магнетика, на них возможно образование магнитных неоднородностей, соответствующих 0-градусным доменным границам (0° ДГ). Расчеты показывают, что на этих дефектах при одних и тех же значениях параметров материала могут существовать два типа 0° ДГ, различающихся энергией E , амплитудой θ_m (максимальный угол отклонения вектора намагниченности \mathbf{M} от однородного состояния) и шириной Δ . В первом типе 0° ДГ (0° ДГ (I)) эти характеристики существенно меньше, чем во втором (0° ДГ (II)), причем для 0° ДГ (I), согласно [11], имеет место соотношение $\theta_m < \pi/2$, а для 0° ДГ (II) — соотношение $\pi < \theta_m < 3\pi/2$ (рис. 1). Кроме того, из расчетов следует, что 0° ДГ (II) является энергетически менее выгодным образованием по сравнению с 0° ДГ (I). В связи с отмеченным выше представляется вполне обоснованной постановка задачи по определению условий их существования как устойчи-

вых образований (в особенности 0° ДГ (II)), что должно позволить выявить их вклад в процессы намагничивания и перемагничивания магнитных материалов. Для этого необходимо рассмотреть (не проделывая детальных расчетов) математические и физические основы появления таких неоднородностей. Следует отметить, что решения, соответствующие 0° ДГ, впервые были получены в [12], а их экспериментальное обнаружение описано в [13,14].

2. Основные уравнения

Рассмотрим одноосный ферромагнетик неограниченных размеров, в котором имеет место дефект. Система

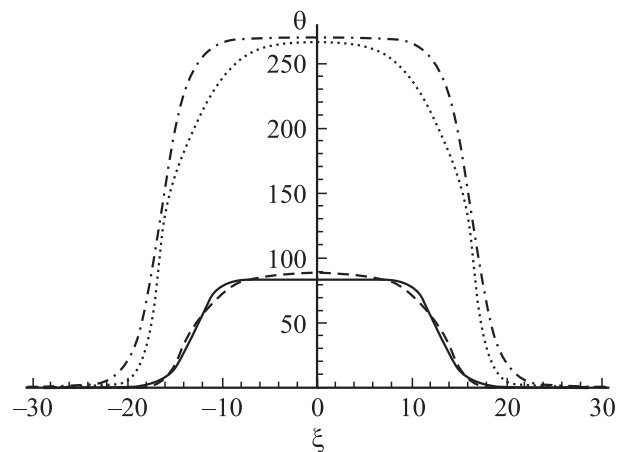


Рис. 1. Функция $\theta(\xi)$, иллюстрирующая распределение намагниченности в 0° ДГ при значениях параметров материала $A_2 = A_1$, $K_2 = -0.1K_1$, $L = 30\Delta_1$, $\xi = y/\Delta_1$. Сплошная линия соответствует 0° ДГ (I), рассчитанной вариационным методом, штриховая — аналитическому решению для 0° ДГ (I), штрихпунктирная — 0° ДГ (II), рассчитанной вариационным методом, пунктирная — аналитическому решению для 0° ДГ (II). Здесь и далее величины, имеющие размерность длины (ξ , Δ_1 и L), нормированы на Δ_1 .

координат выбирается так, что ось OZ направлена вдоль оси симметрии кристалла, а ось OY совпадает с направлением, вдоль которой магнетик неоднороден. В этом случае магнитные неоднородности, образующиеся на дефектах, зависят только от координаты y и имеют блоховское распределение [11,15]. Тогда полную энергию магнетика, отнесенную к площади сечения пластины плоскостью XOZ , можно записать в виде

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} [A(y) (\theta'(y))^2 + K_u(y) \sin^2 \theta(y)] dy, \quad (1)$$

где θ — угол между вектором намагниченности \mathbf{M} и осью OZ , $A(y)$, $K_u(y)$ — функции, определяющие зависимость соответственно обменного параметра и константы одноосной анизотропии от y и характеризующие профиль дефекта.

Условие минимума энергии (1) отвечает уравнение

$$\frac{d}{dy} \left[A(y) \left(\frac{d\theta}{dy} \right) \right] + K_u(y) \sin \theta(y) \cos \theta(y) = 0. \quad (2)$$

Для определенности зависимость материальных параметров образца от координаты y берется в виде

$$\begin{aligned} A(y) &= \begin{cases} A_1, & |y| > L/2, \\ A_2, & |y| \leq L/2, \end{cases} \\ K_u(y) &= \begin{cases} K_{u1}, & |y| > L/2, \\ K_{u2}, & |y| \leq L/2, \end{cases} \\ M_s(y) &= \begin{cases} M_{s1}, & |y| > L/2, \\ M_{s2}, & |y| \leq L/2, \end{cases} \end{aligned} \quad (3)$$

что соответствует дефекту типа пластинчатого магнитного включения [6,11,16]. Здесь L — ширина дефекта, M_s — намагниченность насыщения, A_1 , A_2 , K_{u1} , K_{u2} , M_{s1} , M_{s2} — заданные константы материала. Считается также, что вне области дефекта ферромагнетик является легкоосным ($K_{u1} > 0$), а внутри области — легкоплоскостным ($K_{u2} < 0$). В этом случае магнитная неоднородность, локализованная на дефекте, будет представлять 0° ДГ. Соответствующее ей решение уравнения (2), согласно (3), ищется в виде

$$\theta(y) = \begin{cases} \theta_1(y), & |y| > L/2, \\ \theta_2(y), & |y| \leq L/2, \end{cases} \quad (4)$$

где функции $\theta_i(y)$ ($i = 1, 2$) удовлетворяют уравнению

$$A_i \theta_i'' - K_i \sin \theta_i \cos \theta_i = 0. \quad (5)$$

В силу симметрии задачи $\theta_1(y)$ и $\theta_2(y)$ являются четными функциями, и поэтому достаточно ограничиться рассмотрением значений функций при $y > 0$. При этом на $\theta_i(y)$ накладываются условия

$$\theta_1(|y| \rightarrow \infty) = 0, \quad \theta_1'(|y| \rightarrow \infty) = 0, \quad \theta_2'(0) = 0, \quad (6)$$

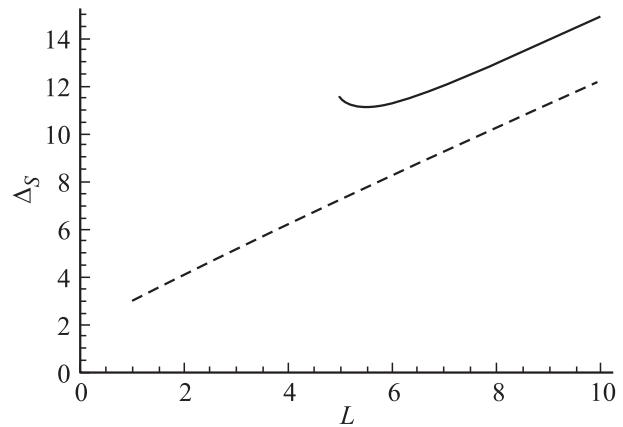


Рис. 2. Зависимость ширины Δ_s 0° ДГ (I) (штриховая линия) и 0° ДГ (II) (сплошная линия) от размера дефекта L при $A_1 = A_2$, $K_2 = -K_1$.

а также условия „сшивки“, которые следуют из вида (3),

$$\theta_1(L/2) = \theta_2(L/2),$$

$$A_1 \theta_1'(L/2) = A_2 \theta_2'(L/2). \quad (7)$$

Анализ уравнений (5) совместно с условиями (6) и (7) показывает [11], что на дефекте возможно образование двух типов 0° ДГ, существенно различающихся как по структуре (рис. 1), так и по характеристикам. В частности, для магнитных неоднородностей первого типа (0° ДГ (I)) амплитуда определяется выражением $\theta_m = \theta_2(0)$, где $0 < \theta_m < \pi/2$, а значение $\theta_2(y)$ на границе дефекта равно

$$\theta_2(L/2) = \tilde{\theta}_m,$$

$$\tilde{\theta}_m = \arcsin \left(\sin \theta_m / \sqrt{1 + \frac{A_1 K_{u1}}{A_2 |K_{u2}|}} \right). \quad (8)$$

В то же время для магнитных неоднородностей второго типа (0° ДГ (II)) эти же величины равны

$$\theta_2(0) = \pi + \theta_m, \quad \theta_2(L/2) = \pi - \tilde{\theta}_m. \quad (9)$$

Таким образом, 0° ДГ (I) представляет собой малоамплитудную неоднородность, а 0° ДГ (II) — высокоамплитудную неоднородность.

Из расчетов следует также, что найденные неоднородности различаются размерами и энергией. Так, ширина 0° ДГ (I) определяется выражением

$$d_1 = L + 2\Delta_1 \tilde{\theta}_m / \sin \tilde{\theta}_m, \quad (10)$$

а ширина 0° ДГ (II) равна

$$d_2 = L + \Delta_1 \left(\pi + \ln \frac{1 + \cos \tilde{\theta}_m}{1 - \cos \tilde{\theta}_m} \right), \quad (11)$$

где $\Delta_1 = \sqrt{A_1 K_{u1}}$ — характерная ширина ДГ в основном объеме ферромагнетика. Как видно из рис. 2, значения d_1

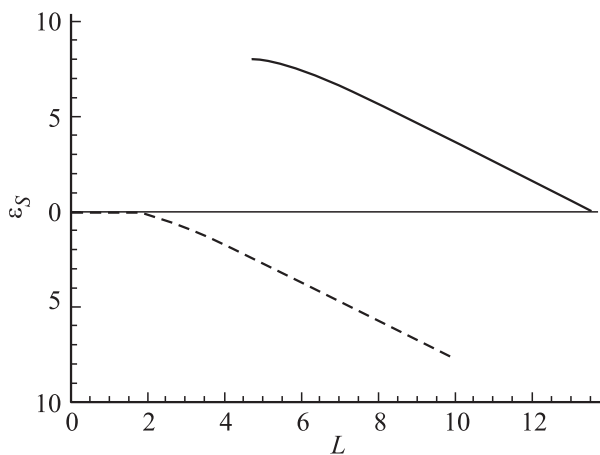


Рис. 3. Зависимость энергии ε_S 0° ДГ (I) и 0° ДГ (II) от размера дефекта L . Значения материальных параметров и обозначения кривых те же, что на рис. 2.

и d_2 существенно различаются. Кроме того, из полученных зависимостей следует, что зарождение 0° ДГ на дефектах носит пороговый характер. В частности, на дефектах малых размеров, когда $L < L_1$, магнитные неоднородности типа 0° ДГ не образуются. В области значений $L_1 \leq L \leq L_2$ на дефектах возможно зарождение только 0° ДГ (I), а в случае $L_2 < L$ на них могут образовываться как 0° ДГ (I), так и 0° ДГ (II). Здесь L_1 и L_2 , согласно [11], определяются выражением

$$L_{1,2} = 2\sqrt{\frac{A_2}{|K_2|}} \left(\frac{\pi}{2} \mp \arctg \sqrt{\frac{A_2|K_2|}{A_1K_1}} \right), \quad (12)$$

где знак „минус“ относится к L_1 , а знак „плюс“ — к L_2 .

Анализ энергий показывает (рис. 3), что в области их сосуществования 0° ДГ (II) энергетически менее выгодны, чем 0° ДГ (I). Последнее, однако, не означает, что зарождение 0° ДГ (II) на дефектах мало вероятно и они никоим образом не влияют на процессы намагничивания и перемагничивания материалов. Так, из тех же расчетов следует (рис. 3), что для крупных дефектов (при $L > 15\Delta_1$) энергия 0° ДГ (II) становится отрицательной и образование 0° ДГ (II) энергетически выгоднее однородного состояния. Следовательно, они могут существовать как метастабильные образования. Как известно [1,17], именно метастабильные состояния вносят наибольший вклад в гистерезисные явления, доминирующие при рассмотрении процессов перемагничивания реальных кристаллов.

3. Влияние размагничивающих полей на устойчивые состояния 0° ДГ обоих типов

Рассмотрим теперь условия (или факторы, определяющие эти условия), при которых 0° ДГ (II) могут стать устойчивыми образованиями. Очевидно, таким

фактором может явиться учет размагничивающих полей от поверхностных зарядов, обусловленных конечностью образца, так как они оказывают существенное влияние на устойчивость 0° ДГ [6,18]. Вместе с тем особенность структуры 0° ДГ (II) такова, что в распределении намагниченности в ней имеется область ($\pi/2 < \theta < 3\pi/2$), в которой проекции магнитных моментов на ось OZ противоположны направлению намагниченности в основном объеме образца ($|y| > L/2$). Это приводит к уменьшению ее магнитостатической энергии, в то время как для 0° ДГ (I) такой благоприятный фактор отсутствует.

Рассмотрим теперь устойчивые состояния обоих типов 0° ДГ с учетом размагничивающих полей образца, считая магнетик пластиной толщиной D (она может быть сравнимой с величиной Δ_1) с нормалью $\mathbf{n} \parallel OZ$. Их вклад (за вычетом энергии основного состояния) в общую энергию магнетика (1) для блоховских 0° ДГ определяется слагаемым [6]

$$E_{ms} = D^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[M_s(y)M_s(y') \cos \theta(y) \cos \theta(y') - M_{s1}^2 \cos^2 \theta_0 \right] \ln \left(1 + \frac{D^2}{(y-y')^2} \right) dy dy', \quad (13)$$

где θ_0 — угол, определяющий направление \mathbf{M} в доменах ($|y| \rightarrow \infty$).

Для нахождения области устойчивости обоих типов магнитных неоднородностей применим вариационный подход [6], в котором в качестве пробной функции возьмем следующее распределение:

$$\theta = 3 \arctg \left(\frac{c}{1 + a \operatorname{ch}(by/\Delta_1)} \right), \quad (14)$$

где a , b , c — вариационные параметры. Следует отметить, что такой выбор пробной функции обусловлен прежде всего тем, что выражение (14) в одинаковой степени (и с достаточной точностью) описывает оба типа 0° ДГ (рис. 1). После подстановки пробной функции (14) в (1) с учетом вклада E_{ms} , а также соотношений (3) и (6) получим выражение для полной энергии ε_S магнитных неоднородностей обоих типов, нормированную на величину $K_{u1}S\Delta_1$, где S — площадь сечения пластины плоскостью XOZ . В этом случае равновесная структура обоих типов 0° ДГ находится путем минимизации полной энергии ε_S относительно вариационных параметров a , b , c , которая в данном случае будет производиться численными методами, в частности методом Хука–Дживса [19]. Очевидно, условиями применимости вариационного подхода являются следующие: $D > \Delta_1$, $L > \Delta_1$, $Q > 1$, где $Q = \frac{K_{u1}}{2\pi M_{s1}^2}$ — фактор качества образца [6]. Следует отметить, что устойчивые состояния 0° ДГ можно определить, зная их характеристики, а именно энергию ε_S , амплитуду θ_S и ширину Δ_S . Последние два параметра определяются

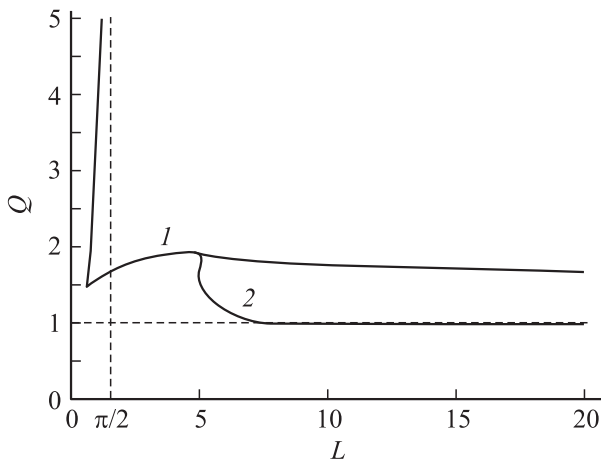


Рис. 4. Диаграмма устойчивых состояний 0° ДГ (I) (1) и 0° ДГ (II) (2) при значениях материальных параметров $K_2 = -K_1, A_2 = A_1, M_{s2} = 1.3M_{s1}, D = 10\Delta_1$. Штриховая линия $L = \pi/2$ соответствует предельному значению размера дефекта, при котором возможно образование 0° ДГ (I) без учета магнитостатики.

выражениями

$$\theta_s = 3 \arctg \left(\frac{c}{1+a} \right),$$

$$\Delta_s = \frac{\Delta_1}{b} \left\{ \ln \left(t + \sqrt{t^2 - 1} \right) + \frac{\arctg \left(\frac{c}{1+at} \right)}{ac\sqrt{t^2 - 1}} \left(c^2 + (1+at)^2 \right) \right\}, \quad (15)$$

где t — наибольший корень кубического уравнения,

$$a^2 z^3 - (1 + 2a + c^2)z - 2a = 0. \quad (16)$$

Численная реализация соответствующей вариационной задачи показывает, что неоднородности второго типа при определенных значениях параметров материала и характеристик дефекта могут стать устойчивыми образованиями, т.е. энергетически более выгодными, чем 0° ДГ (I). Соответствующая диаграмма устойчивости, представленная на рис. 4, показывает, что 0° ДГ (II) может реализоваться при больших значениях размеров дефекта ($L > 5\Delta_1$) и при $1 < Q < 2$. Полученные результаты можно легко объяснить с точки зрения физики рассматриваемого явления, а именно: при больших L энергия 0° ДГ (II) становится отрицательной, а следовательно, образование 0° ДГ (II) энергетически выгоднее однородного состояния. Кроме того, при возрастании L увеличивается и область, в которой $\pi/2 < \theta < 3\pi/2$, что уменьшает E_{ms} и приводит к энергетической выгоды 0° ДГ (II) по сравнению с 0° ДГ (I). При $Q < 1$ размагничивающие поля заставляют магнитные моменты „ложиться“ в плоскость XOY , т.е. магнетик вне области дефекта становится легкоплоскостным. В этом

случае оба типа 0° ДГ перестают существовать, а вопрос о том, какие структуры возникают вместо них, остается открытым и требует отдельного исследования. При больших значениях Q влияние размагничивающих полей существенно уменьшается и не может привести к энергетической выгоды 0° ДГ (II). Поэтому является вполне закономерным, что область устойчивости 0° ДГ (II) по Q лежит в интервале $1 < Q < 2$. Можно также отметить, что в области, лежащей за пределами областей устойчивости 0° ДГ (I) и 0° ДГ (II), но выше линии $Q = 1$, будет реализовываться либо однородное состояние, либо магнитная неоднородность с другой топологией, отличной от 0° ДГ, в частности 180° ДГ. Такое вполне может случиться, однако это также требует отдельного исследования, выходящего за рамки приведенных расчетов.

Отметим также, что магнитная неоднородность второго типа может быть легко обнаружена визуально из-за особенности ее структуры, выявленной ранее. Так, если на дефекте будет находиться 0° ДГ (II), она может проявиться при наблюдении в поляризационном микроскопе с помощью магнитооптических эффектов в виде магнитного образования с ореолом, повторяющим профиль дефекта. Нечто подобное наблюдалось в работе [20], в которой методом высокоскоростной фотографии исследовалась динамика одиночной прямолинейной ДГ в эпитаксиальных пленках $BaYFeGa$ -граната с ориентацией (111) в поперечном магнитном поле. На приведенных в работе [20] фотографиях видны не только изображения двух положений ДГ через определенный промежуток времени (что являлось основной целью эксперимента), но и изображение магнитных неоднородностей, закрепленных на дефектах. Характерной особенностью данных образований является наличие у них ореола, что указывает на возможное обнаружение на этих фотографиях магнитных неоднородностей второго типа. Однако с учетом того, что теоретическая область устойчивости 0° ДГ (II) по параметру Q ($1 < Q < 2$) достаточно узка, ее обнаружение было бы мало вероятно. Однако следует отметить, что расчеты в настоящей работе, а также в [11] проводились для одномерных дефектов, а в эксперименте [20] магнитные образования наблюдались на двумерных дефектах с почти круговой формой. В этом случае область в 0° ДГ (II), в которой $\pi/2 < \theta < 3\pi/2$, имеет больший диаметр, чем размеры центральной области, где $0 < \theta < \pi/2$. Следовательно, площадь, занимаемая ореолом, возрастает по сравнению с таковой на одномерном дефекте. В этом случае и понижение магнитостатической энергии магнитного образования на дефекте за счет ореола будет более существенно, поэтому и вероятность обнаружения 0° ДГ (II) становится уже немалой. В то же время наблюдаемая на фотографиях картина является динамической, и поэтому рассматриваемый механизм появления ореола может быть усилен еще и спин-волновым механизмом [21]. Последний заключается в следующем: движущаяся ДГ возбуждает спиновые волны, которые, распространяясь впереди нее (их скорость выше), на определенном

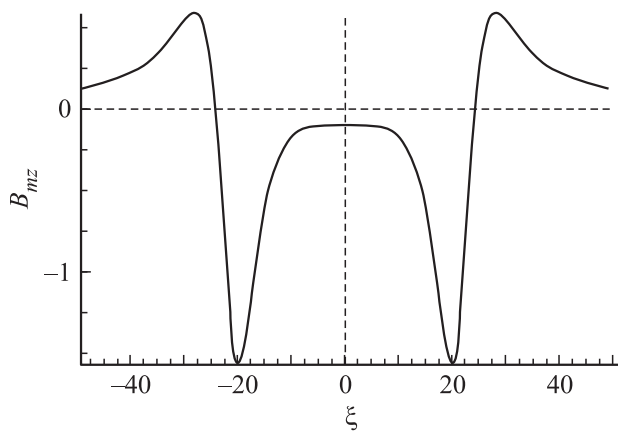


Рис. 5. Зависимость $B_{mz}(\xi)$ для 0° ДГ (II) при значениях материальных параметров $K_2 = -0.1K_1$, $A_2 = A_1$, $M_{s2} = M_{s1}$, $D = 10\Delta_1$, $L = 30\Delta_1$.

расстоянии от ДГ образуют микродомены в глубине образца. Последние затем прорастают и, увеличиваясь в размерах, соединяются между собой с образованием макродомена, а в дальнейшем и с ДГ. Аналогичная ситуация имеет место и с магнитными неоднородностями, зарождающимися на дефектах. Поскольку прикладываемые магнитные поля, продвигающие ДГ, являлись импульсными, магнитные образования на дефектах, расширяясь под действием этих полей, сами могут стать источниками спиновых волн, которые на определенном расстоянии от ДГ будут порождать микродомены с последующим их прорастанием. Очевидно, местом их образования является область, где магнитная индукция $B_{mz}(\xi)$ размагничивающих полей, создаваемых магнитными неоднородностями, возникающими на дефектах, принимает минимальное значение (рис. 5). Она, как видно из расчетов, а также из сравнения с рис. 1, совпадает с областью разворота спинов в 0° ДГ (II), соответствующей интервалу значений $\pi/2 < \theta < 3\pi/2$. Таковы возможные механизмы образования 0° ДГ (II), наблюдаемой в [20].

4. Заключение

Таким образом, из приведенного анализа следует, что в одноосном ферромагнетике на дефектах определенного вида могут возникать два типа магнитных неоднородностей со структурой 0° ДГ. Они различаются энергией, шириной и амплитудой, причем высокоамплитудная неоднородность в пренебрежении размагничивающими полями является энергетически менее выгодным образованием, чем малоамплитудная 0° ДГ. Однако расчеты показывают, что при учете конечности образца высокоамплитудная магнитная неоднородность второго типа может при определенных значениях фактора качества Q , толщины пластины D и размеров дефекта также стать устойчивой и энергетически более выгодной 0° ДГ. Это означает, что магнитные образования обоих

типов могут являться устойчивыми образованиями и каждый из типов в области своей устойчивости будет вносить вклад в процессы спиновой переориентации реальных магнетиков, в том числе и в процессы их перемагничивания. В то же время, когда магнитные неоднородности являются метастабильными образованиями, рассматриваемые явления, вероятнее всего, будут происходить с гистерезисом. Кроме того, как следует из приведенного анализа, неоднородности второго типа могут проявиться и в динамических процессах перемагничивания образцов.

Список литературы

- [1] D. Gall. In: Handbook of magnetism and advanced magnetic materials. V. 2. Micromagnetism / Eds H. Kronmuller, S. Parkin. John Wiley & Sons, Ltd, N.Y. (2007). P. 1–36.
- [2] V.W. Guo, H.S. Lee, J.G. Zhu. J. Appl. Phys. **109**, 9, 093 908 (2011).
- [3] Ю.И. Джежеря, М.В. Сорокин. ФТТ **41**, 7, 1231 (1999).
- [4] H. Kronmuller. Phys. Status Solidi B **144**, 385 (1987).
- [5] М.А. Шамсутдинов. ФТТ **33**, 11, 3336 (1991).
- [6] Р.М. Вахитов, Е.Р. Гареева, М.М. Вахитов, А.Р. Юмагузин. ФТТ **51**, 9, 1751 (2009).
- [7] А.Б. Диченко, В.В. Николаев. ЖЭТФ **82**, 4, 1230 (1982).
- [8] Б.Н. Филиппов, М.Н. Дубовик. ФТТ **56**, 5, 931 (2014).
- [9] Е.М. Plotnikova, I.I. Trushkin, D.A. Lenkevich, A.L. Kotelnikov, A. Cockburn, K.A. Zvezdin. J. Appl. Phys. **115**, 13, 134 318 (2014).
- [10] J. Leliaert, B. Van de Wiele, A. Vansteenkiste, L. Laurson, G. Durin, L. Dupre, B. Van Waeyenberge. J. Appl. Phys. **115**, 23, 233 903 (2014).
- [11] Р.М. Вахитов, Е.Б. Магадеев. ФММ **115**, 9, 906 (2014).
- [12] Р.М. Вахитов, Р.М. Сабитов, М.М. Фарзтдинов. ФТТ **27**, 6, 1852 (1985).
- [13] А.М. Балбашов, А.В. Залесский, Е.В. Кривенко, Е.В. Сидницын. Письма в ЖТФ **14**, 4, 293 (1988).
- [14] L.J. Heyderman, H. Nieldova, H.O. Gurpts, I.B. Puchalska. J. Magn. Magn. Mater. **96**, 125 (1991).
- [15] Е.Б. Магадеев, Р.М. Вахитов. ФТТ **53**, 5, 944 (2011).
- [16] A. Sakuma. J. Magn. Magn. Mater. **88**, 3, 369 (1990).
- [17] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Физматлит, М. (2001). 656 с.
- [18] Е.Б. Магадеев, Р.М. Вахитов. ТМФ **171**, 3, 511 (2012).
- [19] Б. Банди. Методы оптимизации. Вводный курс. Радио и связь, М. (1988). 656 с.
- [20] М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, Т.Б. Шапаева. ФТТ **52**, 9, 1795 (2010).
- [21] А.П. Иванов, А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий, И.И. Никитин. ЖЭТФ **88**, 1, 260 (1985).