1990 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 32, № 2
1990 SOLID STATE PHYSICS Vol. 32, N 2

УДК 538.221

СТРУКТУРА И ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В МАГНЕТИКАХ С НЕОДНОРОДНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

М. А. Шамсутдинов, В. Г. Веселаго, М. М. Фарзтдинов, Е. Г. Екомасов

Теоретически исследуется влияние дефектов константы магнитной анизотропии (КМА) на характеристики магнитных неоднородностей типа 180- и 0-градусных доменных границ (ДГ). Рассматривается случай одномерных дефектов, толщина которых сравнима с характерным размером ДГ. Аналитическими и численными методами определены структура, условия зарождения магнитных неоднородностей и их зависимость от параметров дефектов КМА и внешнего магнитного поля. Найдены вклады дефектов КМА в коэрцитивную силу и жесткость 180-градусных ДГ.

В магнетиках различные дефекты оказывают сильное влияние на статические и динамические характеристики доменных границ (ДГ) (см., например, [1-3]). Указанное влияние проявляется в увеличении коэрцитивной силы, уменьшении подвижности ДГ и т. д. Дефекты также могут существенно изменить структуру ДГ и привести к зарождению различного рода магнитных неоднородностей, локализованных в области нахождения дефектов. Одним из направлений исследования влияния дефектов на магнитные неоднородности является моделирование пространственной зависимости константы магнитной анизотропии (КМА) [4-7]. Моделирование пространственной зависимости константы магнитной анизотропии позволяет определить критические поля зарождения магнитных неоднородностей, зависимости этих полей от размеров неоднородностей КМА, а также найти кривые намагничивания [4, 5], коэрцитивную силу [6] и изучить влияние этих неоднородностей на фазовые переходы [7].

В последние годы интенсивно исследуется влияние наводимых при освещении светом дефектов анизотропии в кубических ферромагнетиках на статические и динамические свойства ДГ [8, 9]. Влияние освещения светом на структуру ДГ методом ЯМР обнаружено и в ортоферрите $YFeO_3$ [10]. Появился ряд работ [11-13], в которых указывается на возможность существования в ортоферритах и ортохромитах обменно-связанных областей с различным знаком константы магнитной анизотропии. В работе [13] обсуждается возможность появления магнитной неоднородности типа 0-градусной ДГ, локализованной в области изменения знака КМА, а введение такой неоднородности позволяет интерпретировать особенности сигналов ядерного спинового эха в $YFeO_3$.

Теоретическое исследование магнитных неоднородностей в магнетиках с неоднородной КМА встречает большие трудности. Почти во всех случаях нелинейные уравнения Эйлера—Лагранжа с коэффициентами, зависящими от координат, удается решить только численными методами [4, 5]. В данной работе наряду с численными решениями предложены модели дефектов первой константы магнитной анизотропии в одноосных магнетиках, допускающие точное интегрирование. Рассматривается случай одномерных дефектов, толщина которых сравнима с характерными размерами ДГ. Исследуются статические и динамические характеристики ДГ.

1. Одномерный дефект. Структура доменных границ

Исходим из следующего вида плотности энергии одноосного магнетика:

$$w = A\,(\nabla\theta)^2 + K_1(\mathbf{r})\sin^2\theta + K_2\sin^4\theta - \mathbf{MH}, \tag{1}$$

где A — параметр обменного взаимодействия; $K_1(\mathbf{r})$, K_2 — константы магнитной анизотропии; $\mathbf{M}$ — вектор намагниченности; $\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле; θ — угол между осью легкого намагничивания (ОЛН) и $\mathbf{M}$. Рассмотрим одномерный дефект первой константы магнитной анизотропии. Зависимость $K_1(\mathbf{r})$ от пространственной переменной представим следующим образом:

$$K_1(\mathbf{r}) = K_1 - \frac{K_i}{\mathrm{ch}^2(y/B_1)}\,\frac{1}{f(y,\,g,\,B_2)}, \tag{2}$$

$$f(y,\,g,\,B_2) = \begin{cases} g - \mathrm{th}^2(y/B_2), & g > 1, \\ 1 - g\,\mathrm{th}^2(y/B_2), & g < 1. \end{cases}$$

Здесь K_1, $K_i > 0$, $B_1 \sim B_2 \sim \sqrt{A/K_1}$. Выбор зависимости $K_1(\mathbf{r})$ в виде (2) позволяет изменять профиль дефекта константы магнитной анизотропии в достаточно широких пределах путем изменения параметров K_i, g, B_1, B_2. Наиболее интересным является то, что при

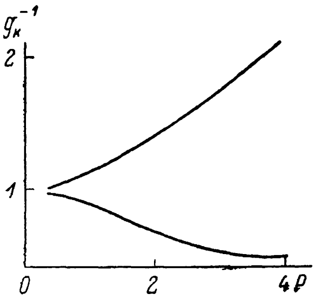

Рис. 1. Зависимость обратной величины критического значения параметра g от параметра P для 0 ($g_K^{-1} < 1$)- и 180 ($g_K^{-1} > 1$)-градусной ДГ.

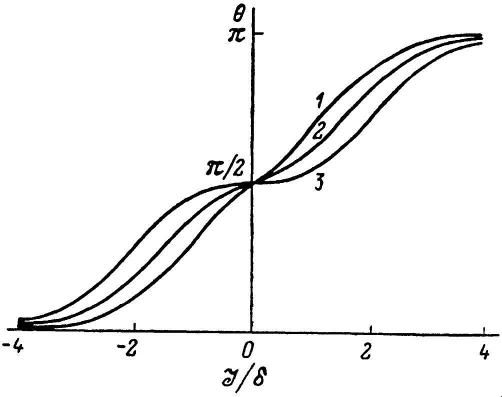

Рис. 2. Структура 180-градусной ДГ, полученная в результате численного решения при $K_i/K_1=2$, $K_2/K_1=0.1$, $\delta/B_1=1$, $\delta/B_2=2$.
1 — $g=0$, *2* — 0.7, *3* — 0.9.

$$B_1 = B_2 = \delta = \sqrt{A/K_1},\quad g = (K_i - 2K_2)/2K_1, \tag{3}$$

т. е. в «резонансном» случае, уравнение Эйлера—Лагранжа одномерной задачи допускает точное интегрирование при определенных граничных условиях. Если $\theta\,(y \to +\infty)=0$, $\theta\,(y \to -\infty)=\pi$, $\theta'\,(|\,y\,| \to \infty)=0$, то

$$\mathrm{tg}\,\theta = \frac{1}{\sqrt{1-g}}\,\frac{1}{\mathrm{sh}\,(y/\delta)}\quad(-\infty < g < 1). \tag{4}$$

При других граничных условиях, т. е. $\theta\,(y \to \pm\infty)=n\pi$ $(n=0,\ \pm1,\ \ldots)$, $\theta'_y(|\,y\,| \to \infty)=0$, имеем

$$\mathrm{tg}\,\theta = \pm\,\frac{1}{\sqrt{g-1}}\,\frac{1}{\mathrm{ch}\,(y/\delta)}\quad(1 < g < \infty). \tag{5}$$

Решение (4) описывает 180-градусную ДГ; неоднородность, описываемую (5), назовем 0-градусной ДГ. В интервале $0 < g < \infty$ энергия обоих типов неоднородностей, взаимодействующих с дефектом (2), определяется одним выражением

$$W = \frac{E_W^0}{2}\left\{1 + \frac{P}{4} + \frac{1}{2\sqrt{g}}\left[1 - g - \frac{P}{4}(1+g)\right]\ln\frac{1+\sqrt{g}}{|1-\sqrt{g}|}\right\}, \qquad (6)$$

где $E_W^0 = 4\sqrt{AK_1}$, $Pg = K_i/K_1$. При $g \to 1$ $\ln|1-\sqrt{g}| \to -\infty$, а это приводит к тому, что, начиная с некоторого критического значения g_K, полная энергия (6) становится отрицательной, что означает выгодность образования неоднородностей (4) и (5) в области локализации дефекта. Зависимость g_K^{-1} от параметра P приведена на рис. 1. При $g \to 1$ размеры 0-градусной ДГ растут, $\Delta \sim \delta \ln|\sqrt{g}-1|$. При этом можно выделить две 90-градусные ДГ.

В общем случае $B_1 \neq B_2 \neq \delta$ и произвольного g уравнение Эйлера—Лагранжа не допускает аналитического решения. Однако при $g \gg 1$ нетрудно оценить условие зарождения локализованной в области дефекта магнитной неоднородности типа (5). Полагая $\theta \ll 1$, $K_2 = 0$ и линеаризуя уравнение Эйлера—Лагранжа в нулевом приближении по g^{-1}, можно прийти к уравнению типа Шредингера с модифицированным потенциалом Пешля—Теллера, обладающему четным конечным решением, локализованным в области дефекта $\theta = \mathrm{const}/\mathrm{ch}^{\gamma}\xi$, где $\xi = y/B_1$, $\gamma = (\sqrt{1+4\varepsilon}-1)/2$, $\varepsilon = K_iB_1^2/K_1g\delta^2$. Из условия обращения в нуль соответствующего собственного значения следует условие зарождения неоднородности типа 0-градусной ДГ

$$K^{(-)} \gg E_W^0/4B_1, \qquad (7)$$

где $K^{(-)} = (K_i/g - K_1)$ — абсолютная величина константы магнитной анизотропии (2) в центре дефекта при $g > 1$. Решение типа 0-градусной ДГ наблюдается и в отсутствие дефектов в области существования различных фаз [14] как зародыш стабильной фазы в метастабильной. Наличие же дефектов константы магнитной анизотропии приводит к зарождению устойчивых 0-градусных ДГ в местах изменения знака КМА.

Перейдем к рассмотрению влияния дефекта константы магнитной анизотропии (2) при $0 < g < 1$ на характеристики 180-градусной ДГ в «нерезонансном» случае путем численного решения одномерного уравнения Эйлера—Лагранжа методом прогонки. На рис. 2 приведена зависимость $\theta = \theta(y)$ для различных параметров. Из численных расчетов следует, что с увеличением площади поперечного сечения дефекта (2) (с ростом K_i, g, B_1, с уменьшением B_2) появляется и растет перегиб в центре ДГ, который можно рассматривать как зародыш новой магнитной фазы в области изменения знака КМА, т. е. локализации одномерного дефекта.

Таким образом, результаты точного аналитического решения в «резонансном» и численных расчетов в «нерезонансном» случае показывают, что учет неоднородности первой КМА с размером, сравнимым с эффективной шириной ДГ, аналогичен эффекту учета второй КМА.

2. Магнитные неоднородности во внешнем магнитном поле

В «нерезонансном» случае $B_1 \neq B_2 \neq \delta$ при $g \gg 1$ легко определить влияние поля, параллельного ОЛН, на условия зарождения 0-градусной ДГ (7)

$$K^{(-)} \geqslant \frac{E_W^0}{4B_1}\left[(1+h)^{1/2} + \frac{B_1}{\delta}h\right], \qquad (8)$$

где $h = MH/2K_1$. Из (8) следует, что параллельные поля в нерезонансном случае затрудняют зарождение 0-градусных ДГ.

Далее рассмотрим влияние внешнего магнитного поля на условия зарождения 0-градусной ДГ в «резонансном» случае (3): 1) поле параллельно ОЛН, 2) поле перпендикулярно ОЛН и лежит в плоскости ДГ.

В магнитном поле точно интегрируемая модель не найдена. Исследование проводится в предположении, что вид решения (5) не меняется, меняется только амплитуда, что справедливо при K_1, $K_i \gg MH$. Результаты исследования зависимости g_K от H, полученные путем минимизации полной энергии по неопределенному параметру, введенному в (5) вместо g, приведены на рис. 3. Как видно из этого рисунка, параллельные поля сужают, а перпендикулярные, наоборот, расширяют область существования 0-градусных ДГ по параметру g. Вследствие этого число 0-градусных ДГ в параллельных полях будет уменьшаться, а в перпендикулярных увеличивается. Из рис. 3 также видно, что в слабых параллельных полях 0-градусные ДГ будут легче уничтожаться, чем зарождаться при тех же значениях перпендикулярного поля ($h \leqslant 0.01$).

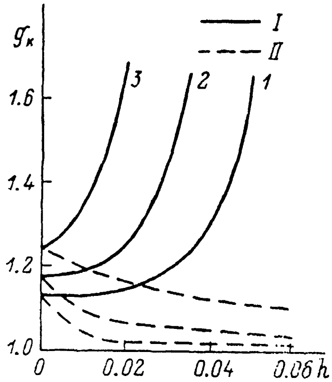

Рис. 3. Зависимость критического значения параметра g в «резонансном» случае от внешнего магнитного поля, перпендикулярного (I) и параллельного (II) ОЛН.

1 — $P=1$, *2* — 1.2, *3* — 1.4.

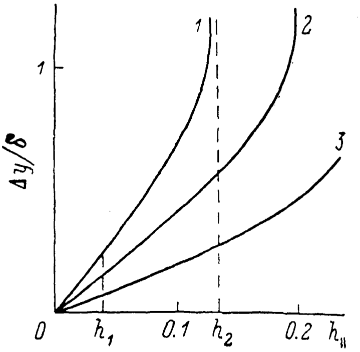

Рис. 4. Зависимость смещения центра ДГ от внешнего магнитного поля, параллельного ОЛН.

1 — $K_i/K_1=0.5$, $\delta/B_1=1$, $\delta/B_2=1$, $K_2/K_1=0.1$, $g=0.1$, *2* — $K_i/K_1=0.9$, $\delta/B_1=1$, $g=0$, $K_2=0$; *3* — $K_i/K_1=3$, $\delta/B_1=2$, $\delta/B_2=2$, $K_2/K_1=0.1$, $g=0.7$.

Таким образом, поведение 0-градусной ДГ в слабых магнитных полях качественно соответствует поведению магнитной неоднородности, введенной в [13] при интерпретации таких особенностей сигнала спинового эха, как значительное ослабление интенсивности сигнала в параллельных полях и незначительное усиление его в перпендикулярных полях.

Перейдем к рассмотрению 180-градусной ДГ во внешнем магнитном поле, параллельном ОЛН, в случае $0 < g < 1$. Проводя численные решения одномерного уравнения Эйлера—Лагранжа с соответствующими граничными условиями, нетрудно исследовать изменение структуры ДГ во внешнем магнитном поле. Последнее позволяет определить зависимость смещения координаты центра ДГ ($\theta=\pi/2$) от поля. Из рис. 4 видно существование двух характерных значений поля: h_1 определяет границу участка линейной зависимости смещения центра ДГ от поля, а h_2 — поле полного «срыва» с дефекта, т. е. коэрцитивную силу. Коэрцитивную силу, обусловленную дефектом (2), можно еше определить так:

$$H_c \simeq -\frac{1}{2M}\frac{2(W-E_W)}{d+\Delta}, \tag{9}$$

где $E_W = W(K_i=0)$; d, Δ — размеры дефекта и ДГ. В «резонансном» случае при K_2, $K_i \ll K_1$, $d \approx \Delta \approx \pi\delta$ из (9) имеем $H_c \approx 4K_i/3\pi M$.

В случае $K_i \ll K_1$ структура 180-градусных ДГ меняется слабо. Однако ее динамические характеристики могут существенно измениться. Вычислим потенциальную энергию 180-градусной ДГ и определим параметр жесткости ДГ, обусловленный взаимодействием ДГ с рассмотренным выше дефектом в резонансном случае (2). При трансляционном перемещении ДГ на малое расстояние q угол θ получает приращение $\delta\theta$, $\delta\theta$ ($|y| \to \to \infty$)$=0$. При определении потенциальной энергии ДГ ограничимся второй вариацией полной энергии ($K_2=0$)

$$\delta^2 W = \frac{E_W^0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \delta\theta \hat{L} \delta\theta d\xi, \quad \xi = y/\delta, \quad \hat{L} = -\frac{d^2}{d\xi^2} + \frac{K_1(\mathbf{r})}{K_1} \cos 2\theta. \tag{10}$$

При $K_i/K_1 \ll 1$ оператор $\hat{L}$ в нулевом приближении по этим малым параметрам совпадает с $\hat{L}_0 = -d^2/d\xi^2 + 1 - 2/\mathrm{ch}^2\xi$, имеющим одну локализованную в ДГ собственную функцию $\delta\theta = q/\delta \mathrm{ch}\,\xi$. Прирост энергии ДГ, вычисленный с этой функцией в первом порядке по малому параметру, равен:

$$\delta^2 W = K_c q^2/2, \quad K_c = 16 K_i/15\delta. \tag{11}$$

Выражая жесткость ДГ через коэрцитивную силу, имеем

$$K_c = 2MH_c/0.4\delta. \tag{12}$$

Выражение (12) по виду совпадает с эмпирическим выражением $K_c^э = 2MH_c/0.17\delta$, предложенным в [15] исходя из анализа данных экспериментальных исследований динамических характеристик ДГ в высококоэрцитивных материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Следовательно, в таких материалах дефекты анизотропии с размерами, сравнимыми с шириной ДГ, вносят существенный вклад в жесткость ДГ. Этот вывод согласуется также с результатами экспериментальных исследований [3] радиуса взаимодействия ДГ с микродефектами в феррит-гранатах.

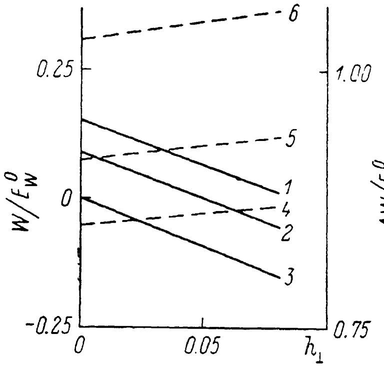

Рис. 5. Зависимость энергии 180-градусной ДГ при наличии неоднородности КМА (*1—3*) и разности между энергиями ДГ в случае однородной и неоднородной КМА (*4—6*) от внешнего магнитного поля, перпендикулярного ОЛН.

$K_i/K_1=3$, $\delta/B_1=2$, $\delta/B_2=2$. g: *1*, *4* — 0.6; *2*, *5* — 0.7; *3*, *6* — 0.8.

Рассмотрим изменение энергии 180-градусной ДГ во внешнем магнитном поле, перпендикулярном ОЛН. Из результатов численных расчетов при $K_2=0$ (рис. 5) видно, что в таких полях энергия ДГ, локализованной в области дефекта КМА, уменьшается быстрее, чем энергия ДГ вне области дефекта, что приводит к дальнейшему закреплению доменных границ, а при $W(H=0) > 0$, $W(\mathrm{H}) < 0$ к возможности зарождения новых не 180-градусных ДГ в местах локализации дефектов КМА.

В заключение отметим, что однозначное приписание наблюдаемого сигнала спинового эха в [13] 0-градусным ДГ затруднено их схожим поведением с закрепленными 180-градусными ДГ в магнитных полях: в параллельных полях условия зарождения 0-градусной ДГ с ростом поля нарушается, а решение, соответствующее покоящейся 180-градусной ДГ, исчезает; в перпендикулярных полях область зарождения 0-градусной ДГ расширяется по параметру g и появляется возможность зарождения новых не 180-градусных ДГ в областях локализации дефектов КМА. В связи с этим необходимы данные более детальных экспериментальных исследований.

Авторы выражают благодарность А. В. Залесскому и Е. В. Синицину за полезные замечания, В. В. Плавскому — за помощь при проведении численных расчетов.

Список литературы

[1] Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971. 1032 с.
[2] Власко-Власов В. К., Дедух Л. М., Никитенко В. И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 22. № 6. С. 2291—2303.
[3] Григоренко А. Н., Мишин С. А., Рудашевский Е. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 2948—2954.
[4] Звездин А. К., Зюбин В. В., Попков А. Ф. // Микроэлектроника. 1988. Т. 17. № 2. С. 165—168.
[5] Садков В. Б., Шматов Г. А., Крюков И. И., Филиппов Б. Н. // Препринт 85/5. Свердловск, АН СССР УрО ИФМ, 1988. 39 с.
[6] Paul D. I. // Phys. Lett. 1978. V. 64A. N 5. P. 485—488.
[7] Кабыченков А. Ф., Шавров В. Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 202—203.
[8] Магнитные полупроводники. Тр. ФИАН. 1982. Т. 139. 172 с.
[9] Коваленко В. Ф., Нагаев Э. Л. // УФН. 1986. Т. 148. № 4. С. 561—602.
[10] Nadolski S. // IEEE Trans. Magn. 1978. V. 14. N 5. P. 912—914.
[11] Синицин Е. В., Бострем И. Г. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 2. С. 661—669.
[12] Кадомцева А. М., Артемьев Г. Г., Лукина М. М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 8. С. 383—385.
[13] Балбашов А. М., Залесский А. В., Кривенко Е. В., Синицин Е. В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 4. С. 293—297.
[14] Вахитов Р. М., Сабитов Р. М., Фарзтдинов М. М. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 6. С. 1852—1855.
[15] Горобец Ю. И., Зюбанова А. Е., Ильичишин О. В., Макмак И. М. // Укр. физ. журн. 1988. Т. 33. № 3. С. 418—422.

Башкирский государственный университет
Уфа

Поступило в Редакцию
13 апреля 1989 г.
В окончательной редакции
18 августа 1989 г.