

УДК 537.611.45

## МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В РЕАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ

© 2010 г. Е. Г. Екомасов, Ш. А. Азаматов, Р. Р. Муртазин, А. М. Гумеров, А. Д. Давлетшина

Башкирский государственный университет, Уфа  
E-mail: EkomasovEG@bsu.bashedu.ru

В работе исследована динамика доменных границ в бесконечном ферромагнетике с плоским слоем, имеющим параметры магнитной анизотропии и обменного взаимодействия, отличные от параметров в основном объеме. Найдены зависимости минимальной скорости прохождения доменных границ через область дефекта, трансляционной и пульсационной мод колебаний доменных границ от параметров, описывающих неоднородность магнитной анизотропии и обменного взаимодействия.

Одним из теоретических направлений исследования влияния дефектов на магнитные неоднородности является учет в рамках термодинамической теории возможности пространственной зависимости параметров материала [1]. Так как точный (микроскопический) расчет обычно провести сложно, приходится моделировать функции, описывающие параметры неоднородного материала (например, константу магнитной анизотропии, параметр обменного взаимодействия и др.). Для ферромагнетиков часто применяется аппроксимация дефекта в виде плоского (или пластинчатого) магнитного включения (ПМВ), либо бесконечно тонкого (т.е. с толщиной сравнимой с межатомным расстоянием) или конечного по толщине [2]. Влияние ПМВ на статические и некоторые динамические свойства магнитных неоднородностей изучались как аналитическими, так и численными методами [2–6]. Хотя имеется хорошо разработанная теория возмущений для этого уравнения [7], для случая произвольных изменений параметров материала необходимо использовать численные методы [8]. Есть и экспериментальные работы, исследующие изменение структуры доменной границы (ДГ) при пересечении дефекта (см., например, [9]). Представляет интерес исследование динамики ДГ в бесконечном ферромагнетике с плоским слоем, имеющим параметры магнитной анизотропии и обменного взаимодействия, отличные от параметров в основном объеме.

Рассмотрим бесконечный ферромагнетик, кристаллографические оси которого  $(a, b, c)$  совпадают с декартовыми осями координат  $(x, y, z)$ . Учитывая в плотности энергии магнетика обменное взаимодействие, анизотропию, зеемановскую энергию и затухание, уравнение движения для намагниченности в угловых переменных  $m = m(0, \cos \theta, \sin \theta)$  можно представить в безразмерном виде [3]:

$$A(\tilde{x}) \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tilde{x}^2} - \ddot{\theta} - \frac{K(\tilde{x})}{2} \sin 2\theta + A'(\tilde{x}) \frac{\partial \theta}{\partial \tilde{x}} = h \sin \theta + \alpha \dot{\theta}, \quad (1)$$

где  $A(\tilde{x})$  и  $K(\tilde{x})$  – функции, определяющие распределение неоднородности параметра обменного взаимодействия (НПОВ) и константы анизотропии (НКМА),  $h$  – внешнее магнитное поле,  $\alpha$  – константа затухания,  $\tilde{t} = t / \left( \frac{\delta_0}{c} \right)$ ,  $\tilde{x} = x / \delta_0$ ,  $\delta_0$  – ширина статической блоховской ДГ,  $c$  – предельная уокеровская скорость стационарного движения [3]. Уравнение (1) – модифицированное уравнение синус-Гордона с переменными коэффициентами [7].

Наиболее интересен случай, когда размер ДГ и размер, характеризующий неоднородность параметров одного и того же порядка; тогда форма доменной границы должна сильно претерпевать изменения при прохождении через неоднородную область. Функции, описывающие неоднородность параметров  $K$  и  $A$ , будем брать прямоугольного и треугольного вида [2, 3]:

$$f(\tilde{x}) = \begin{cases} 1, & |\tilde{x}_2 - \tilde{x}_1| > W \\ f, & |\tilde{x}_2 - \tilde{x}_1| \leq W \end{cases} \quad (2)$$

$$f(\tilde{x}) = \begin{cases} 1, & |\tilde{x}_2 - \tilde{x}_1| > W \\ 1 - \frac{2f}{W} \tilde{x}, & \tilde{x}_1 \leq \tilde{x} \leq \tilde{x}_1 + W/2 \\ 1 - f + \frac{2f}{W} \tilde{x}, & \tilde{x}_1 + W/2 \leq \tilde{x} \leq \tilde{x}_2, \end{cases}$$

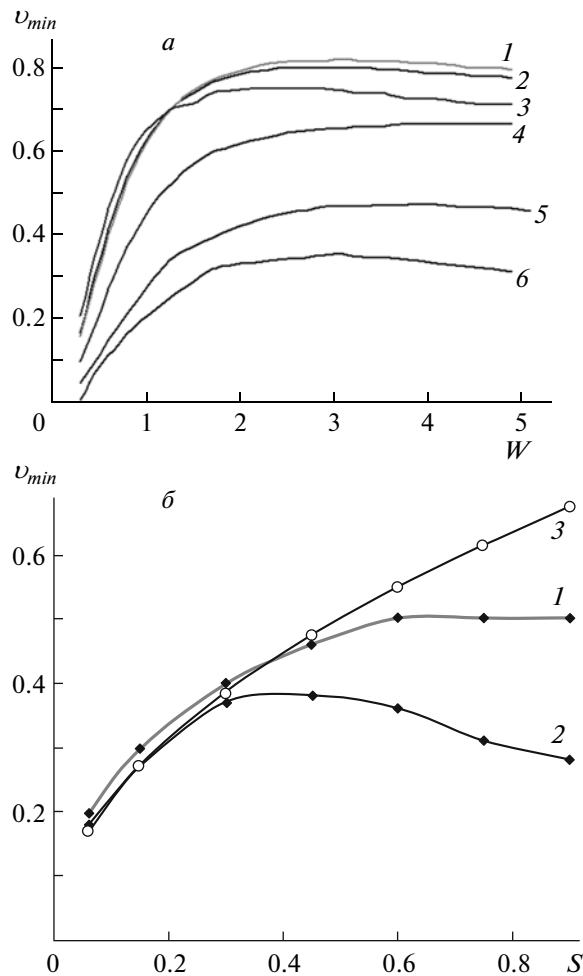
где  $W$  – ширина дефекта,  $f \{K, A\}$  – значения параметров в области дефекта. Для исследования прохождения ДГ через область дефекта уравнение (1) решалось численно, с использованием явной схемы интегрирования. Построенный алгоритм численного решения уравнения (1) работал сле-

дующим образом. В начальный момент времени распределение намагниченности задавалось в виде блоховской ДГ —  $\theta_0(x) = 2\text{arctg}(e^{\tilde{x}})$ , находящейся вдали от области дефекта. Граничные условия имеют вид —  $\theta(\pm\infty) = 0, \pi$ ;  $\theta'(\pm\infty) = 0$ . Далее, используя сетку по координате  $[-1000...1000]$  и беря в качестве итерационного параметра время (соблюдая условие сходимости явной схемы), вычисляли состояние системы в следующий момент времени, из которого получали основные характеристики динамической ДГ. Доменная граница разгонялась внешним магнитным полем до стационарной скорости  $v_{\text{пред}} = \frac{\chi}{(1 + \chi^2)^{1/2}}$ , где  $\chi = h/\alpha$ ,

и пересекала область дефекта. Все расчеты проведены для случая  $\alpha = 2 \cdot 10^{-2}$ .

В результате численных расчетов найдены искомые зависимости  $\theta(\tilde{x}, \tilde{t})$  для различных значений скорости ДГ, параметров, формы НКМА и НПОВ. В зависимости от величины начальной стационарной скорости движения ДГ либо пересекает область дефекта, либо им захватывается. Вычислена минимальная скорость ДГ —  $v_{\text{min}}$ , необходимая для преодоления области дефекта. Ее зависимость от параметра  $W$  для различных значений  $K$  и  $A$  приведена на рис. 1а. Отметим, что для малых дефектов численные результаты достаточно хорошо совпадают с аналитическими результатами, полученными в [3] с помощью теории возмущений. Из рис. 1а также видно, что в отличие от результатов, полученных в [3], влияние изменения параметров  $A$  и  $K$  на  $v_{\text{min}}$  в области больших значений параметров неодинаково. Например, при больших значениях  $(1 - K)$  существенное изменение параметра  $A$  очень слабо меняет значение  $v_{\text{min}}$ . Заметное изменение зависимости  $v_{\text{min}}$ , по сравнению с аналитическими, для больших значений  $A$ ,  $K$  и  $W$  можно объяснить более точным учетом (в нашем случае) изменения структуры ДГ из-за взаимодействия с дефектом.

Была также найдена зависимость  $v_{\text{min}}$  от  $S$  — площади под функцией, описывающей неоднородность параметров вида (2) прямоугольной и треугольной формы (см. рис. 1б). Видно, что  $v_{\text{min}}$  в обоих случаях для малых значений  $S$  несильно отличаются друг от друга, т.е. можно предположить, что сильное влияние на  $v_{\text{min}}$  оказывает, как и для случая  $A = 1$ , рассмотренного ранее [10], не столько форма, сколько площадь НПОВ. Заметим также, что для малых дефектов значение  $v_{\text{min}}$  близко к аналитическому —  $v_{\text{min}} = \sqrt{\frac{S}{2}}$  [3]. При увеличении параметра  $S$  (в данном случае за счет увеличения при постоянном  $W$  параметра  $A$ , при-



**Рис. 1.** Зависимость  $v_{\text{min}}$  от: а — параметра  $W$  ( $1 - K = -1.2, A = 3$ ;  $2 - K = -1.2, A = 2.5$ ;  $3 - K = -1.2, A = 2$ ;  $4 - A = 1.5, K = -0.2$ ;  $5 - A = 1.5, K = 0.4$ ;  $6 - A = 1.5, K = 0.6$ ); б — параметра  $S$  для случая  $K =$  и НПОВ ( $1$  — прямоугольного вида;  $2$  — треугольного вида;  $3$  — полученная по формуле  $v_{\text{min}} = \sqrt{\frac{S}{2}}$ ).

водящего к сильному изменению структуры ДГ) наблюдается сильное расхождение в значениях  $v_{\text{min}}$ .

Рассмотрено также изменение структуры ДГ для случая  $v < v_{\text{min}}$ , когда имеет место захват (или пиннинг) ДГ в области дефекта. Наблюдались близкие к гармоническим затухающие колебания ДГ в области дефекта, сопровождающиеся изменением ее ширины со временем. Аппроксимируя зависимость колебаний центра ДГ от времени экспоненциальной функцией, получили, что наблюдаемый декремент затухания существенно больше задаваемого в уравнении (1). Следовательно, можно сделать вывод о том, что значительная часть кинетической энергии ДГ уходит на излучение. Из зависимости координаты центра ДГ от времени также можно получить трансляци-

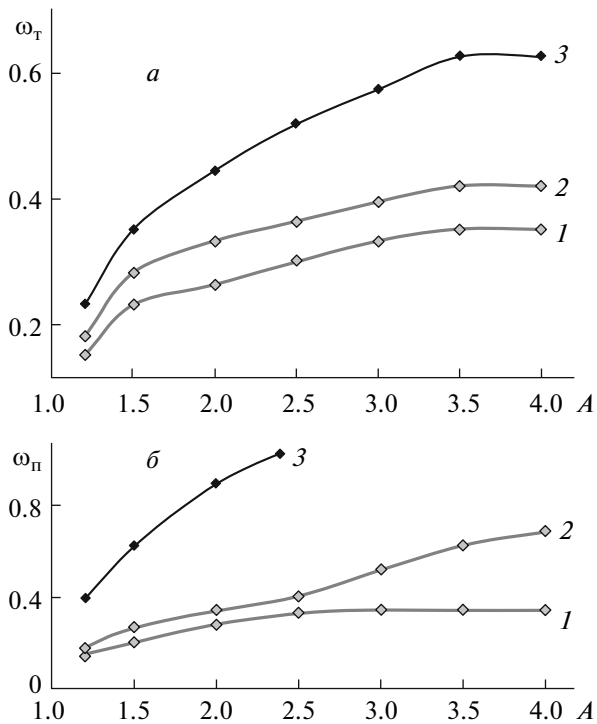


Рис. 2. Зависимость: *a* –  $\omega_T$  и *б* –  $\omega_{\Pi}$  от параметра *A* для случая  $K = 1$ ,  $\nu = 0.05$  ( $1 - W = 0.3$ ;  $2 - W = 0.5$ ;  $3 - W = 1$ ).

онную частоту колебаний ДГ  $\omega_T$  (см. рис. 2*a*). Аналогично случаю  $A = 1$ , рассмотренному ранее [11], в случае  $K = 1$  (для малых дефектов) зависимость  $\omega_T(A)$  достаточно хорошо описывается зависимостью, полученной аналитически с помощью теории возмущений [3]. Значения  $\omega_T$  начинают сильно отличаться от аналитического результата в сторону уменьшения при увеличении значений параметров НПОВ, что можно объяснить более точным учетом (в нашем случае) изменения структуры ДГ из-за взаимодействия с дефектом.

Из зависимости ширины ДГ от времени можно получить пульсационную частоту колебаний ДГ  $\omega_{\Pi}$  (см. рис. 2*б*). Отметим, что частота пульсационной моды колебания ДГ лежит, как и предсказывает теория [12], выше трансляционной. Использование для описания НКМА и НПОВ функций треугольного вида приводит к аналогичным зависимостям трансляционной и пульсационной мод колебаний ДГ от параметров  $K$  и  $A$ . Величина  $\omega_T$  и  $\omega_{\Pi}$  для случая малых дефектов, как и  $\nu_{min}$ , зависит не столько от вида функции (2), сколько от величины параметра  $S$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
2. Мицек А.И., Семянников С.С. // ФТТ. 1969. Т. 11. С. 1103.
3. Paul D.I. // J. Phys. C. 1979. V. 12. P. 585.
4. Шамсутдинов М.А., Веселаго В.Г., Фарзтдинов М.М., Екомасов Е.Г. // ФТТ. 1990. Т. 32. С. 497.
5. Плавский В.В., Шамсутдинов М.А., Екомасов Е.Г., Давлетбаев А.Г. // ФММ. 1993. Т. 75. С. 26.
6. Badescu S.C., Badescu V., Rezlescu N., Badescu R. // J. Magn. Magn. Mater. V. 193. P. 132.
7. Браун О.М., Кившарь Ю.С. Модель Френкеля–Контровой: Концепции, методы, приложения. М.: Физматлит, 2008. 519 с.
8. Екомасов Е.Г., Азаматов Ш.А., Муртазин Р.Р. // ФММ. 2008. Т. 105. С. 341.
9. Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б., Борщеговский О.А. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79. С. 527.
10. Ekomasov E.G., Shabalin M.A. // FMM. 2006. V. 101. P. S48.
11. Ekomasov E.G., Azamatov Sh.A., Murtazin R.R. // Fun. Mater. 2008. V. 15. P. 235.
12. Фарзтдинов М.М. Спиновые волны в ферро- и антиферромагнетиках с доменной структурой. М.: Наука, 1988. 240 с.