

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПИННИНГА И НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ С ДЕФЕКТАМИ

© Е. Г. Екомасов, А. М. Гумеров*, И. И. Рахматуллин

Башкирский государственный университет
Россия, Республика Башкортостан, 450074 г. Уфа, ул. Заки Валиди, 32.
Тел.: +7 (347) 229 96 14.
E-mail: mail@laq.su

С помощью численных методов исследована динамика 180-градусной доменной границы в ферромагнетике с двумя локализованными областями плоских неоднородностей магнитной анизотропии. Исследовано изменение структуры доменной границы и найдены минимальные скорости необходимые ей для прохождения через область неоднородности материала.

Ключевые слова: магнетизм, модифицированное уравнение синус-Гордона, доменные границы, квазитуннелирование.

Известно, что в реальных магнетиках к появлению локальных изменений магнитных параметров приводят различного типа структурные и химические неоднородности, а так же локальное воздействие (механическое, тепловое или световое) [1]. Например, локальное изменение магнитной анизотропии появляется в магнетике вследствие влияния полей упругих напряжений изолированной дислокации [2]. Так как точный (микроскопический) расчет обычно провести сложно, приходится моделировать функции, описывающие параметры неоднородного материала [3–4]. Для магнетиков часто применяется аппроксимация дефекта в виде плоского (или пластинчатого) магнитного включения, конечного по толщине. Влияние плоских неоднородностей константы магнитной анизотропии (ПНКМА) на статические и некоторые динамические свойства магнитных неоднородностей изучались как аналитическими (см., например, [3–6]), так и численными [7–8] методами. С другой стороны, учет пространственной зависимости параметров материала при изучении динамики ДГ приводит к интересной и с математической точки зрения задаче нахождения решения модифицированного уравнения типа синус-Гордона с переменными коэффициентами, имеющей большое значение для многих областей современной физики [9–10].

Существует также высокоточный экспериментальный метод, позволяющий в реальном масштабе времени исследовать изменение структуры ДГ при пересечении ею области дефектов в пластинах РЗО [11]. Поэтому представляет интерес теоретически исследовать динамику 180-градусной ДГ в ферромагнетиках с неоднородными параметрами магнитной анизотропии. С помощью аналитических и численных методов ранее была исследована динамика 180-градусной ДГ в магнетике с одиночной ПНКМА [12–14]. Найдены изменения структуры и минимальные скорости необходимые ДГ для пересечения области дефекта. Интересно также рассмотреть коллективные эффекты влияния (например, двух) ПНКМА на динамику ДГ и возбуждение сильно нелинейных волн. Известно, что когда два дефекта расположены на достаточно большом расстоянии друг от друга они действуют независимо на движение ДГ. Однако

когда расстояние между дефектами уменьшается, существует коллективное взаимодействие дефектов и ДГ [15]. В данной статье теоретически исследуется динамика 180-градусной ДГ в ферромагнетиках с двумя ПНКМА.

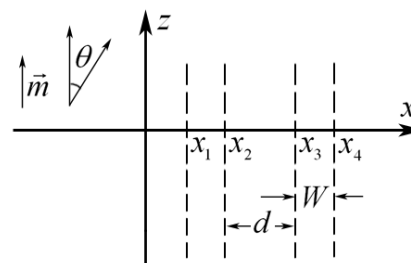


Рис. 1. Геометрия рассматриваемой задачи.

Рассмотрим бесконечный ферромагнетик, кристаллографические оси которого (a, b, c) совпадают с декартовыми осями координат (x, y, z) . Геометрия рассматриваемой модели показана на рис. 1, где m – ферромагнитный вектор, величина W характеризует ширину неоднородности, расположенной между точками x_1 и x_2 , θ – угол в плоскости yz между направлением вектора магнитного момента m и осью легкого намагничивания (ось Oz). Учитывая в плотности энергии магнетика обменное взаимодействие, анизотропию, зеемановскую энергию и затухание, безразмерное уравнение движения для намагниченности в угловых переменных $m = m(0, \cos \theta, \sin \theta)$ можно представить в виде [13]:

$$\partial^2 \theta / \partial x^2 - \ddot{\theta} - (K/2) \sin 2\theta = h \sin \theta + \alpha \dot{\theta} \quad (1)$$

где координата x нормирована на δ_0 – ширину статической блоховской ДГ, время t нормировано на $\omega_0^{-1} = (\delta_0/c)^{-1}$, c – предельная уокеровская скорость стационарного движения [16], $K(x)$ – функция, определяющая распределение неоднородности константы анизотропии, h – нормированное внешнее магнитное поле, α – нормированная константа затухания. Заметим, что уравнение типа (1) можно получить и для случая слабых ферромагнетиков и ферритов, тогда c – минимальная скорость спиновых волн. Уравнение (1) – интенсивно изучаемое в настоящее время модифицированное уравнение

* автор, ответственный за переписку

синус-Гордона с переменными коэффициентами. Хотя имеется хорошо разработанная теория возмущений для этого уравнения [9–10] и точные решения для отдельных частных случаев [17], для рассматриваемого нами случая двух ПНКМА и произвольных изменений функции $K(x)$ необходимо использовать численные методы.

Наиболее интересен случай, когда размер ДГ и размер, характеризующий область неоднородности магнитной анизотропии одного и того же порядка, тогда форма доменной границы должна сильно претерпевать изменения при прохождении через неоднородную область [10].

Для простоты будем рассматривать случай двух одинаковых ПНКМА, которые можно описать функцией следующего вида [15] (рис. 1):

$$K(x) = \begin{cases} 1, & x < 0, \\ W < x < W + d, & x > 2W + d \\ 1 - \Delta K, & 0 \leq x \leq W, \\ W + d \leq x \leq 2W + d \end{cases} \quad (2)$$

где $W = x_2 - x_1 = x_4 - x_3$, $d = x_3 - x_2$.

Уравнение (1) решалось численно с использованием явной схемы интегрирования, аналогично [13, 14]. Построенный алгоритм численного решения уравнения (1) работал следующим образом. В начальный момент времени задавалось распределение намагниченности в виде блоховской 180-градусной ДГ $\theta_0(x) = 2 \arctg(e^x)$ параллельной плоскости yo_z , граничные условия имеют вид: $\theta(\pm\infty) = 0, \pi$; $\theta'(\pm\infty) = 0$. Далее включалось внешнее постоянное магнитное поле h , которое через определенное время заставляет ДГ двигаться со стационарной скоростью близкой к получаемой по известной формуле:

$$v_s = \frac{\chi}{\sqrt{1 + \chi^2}}, \quad (3)$$

где $\chi = h/\alpha$, что косвенно свидетельствует о правильности работы используемой программы для численного счета. Затем «выключаем» внешнее магнитное поле и затухание и изучаем прохождение ДГ через области материала с ПНКМА. Используя сетку по координате $[-N...N]$, беря в качестве итерационного параметра время и соблюдая условие сходимости явной схемы, вычислялось состояние ДГ в следующий момент времени. Из найденной функции $\theta(x, t)$ получали основные характеристики динамической доменной границы.

Рассмотрим далее случай, когда ΔK больше нуля, т.е. область дефекта является потенциальной ямой для ДГ [7]. При движении ДГ через области ПНКМА в виде (2), в зависимости от ее скорости возможны случаи прохождения через обе области или захвата (пиннинга) в области одной из ПНКМА (рис. 2). Отметим, что в отличие от случая одного дефекта [12, 14], теперь имеются две пороговые скорости: первая – v'_{min} характеризует минимальную скорость необходимую ДГ для прохождения через область первой ПНКМА, и вторая – v''_{min} , большая по величине, характеризует минимальную скорость необходимую ДГ для прохождения через область обеих ПНКМА (рис. 3).

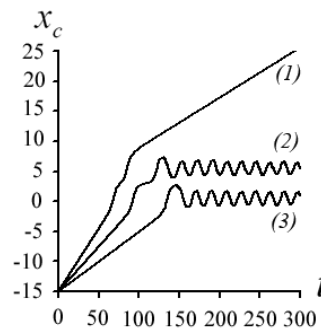


Рис.2. Зависимость координаты центра ДГ x_c от времени t при $W = 1, \Delta K = 0.8, d = 4$ для различных начальных скоростей движения ДГ v_0 : 1 – $v_0 = 0.1$ (захват ДГ на первой ПНКМА), 2 – $v_0 = 0.15$ (захват ДГ на второй ПНКМА), 3 – $v_0 = 0.21$ (прохождение ДГ через область двух ПНКМА).

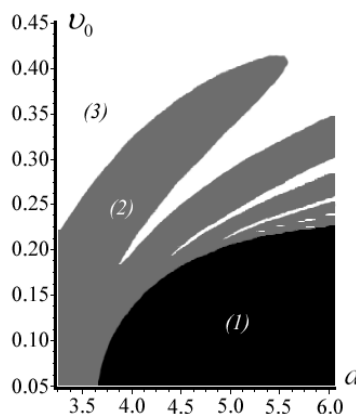


Рис. 3. Диаграмма, описывающая возможную эволюцию ДГ в зависимости от начальной скорости движения v_0 и параметра d при $W = 1, \Delta K = 0.8$. Зона (1) соответствует захвату ДГ в области первой ПНКМА, (2) – захвату ДГ в области второй ПНКМА, (3) – прохождению ДГ через область двух ПНКМА.

Из рис. 3 видно, что уменьшение параметра d существенно уменьшает и величину v'_{min} по сравнению с v^0_{min} для случая одиночной ПНКМА, которую имеем при $d \rightarrow \infty$. При $d = 6$ (т.е. когда дефекты далеко друг от друга) значение на кривой $v'_{min}(d)$ только на 5% отличается от случая одиночного дефекта – $v^0_{min} \approx 0.245$. При $d = 4$ величина v'_{min} уже почти в два раза меньше. Это указывает на существенное увеличение связи между двумя ПНКМА с уменьшением параметра d , что качественно соответствует аналитическим результатам работы [15], полученным для статического случая взаимодействия ДГ и двух ПНКМА. И более того, при $d = 3.5$ значение $v'_{min} \approx 0$. В данной работе не рассматривается случай малых значений параметра d (например, для случая, представленного на рис. 3, не рассматривается область значений $d < 3.3$), так

как тогда наблюдается сильно нелинейное динамическое поведение ДГ вследствие большого влияния на нее взаимодействия с магнитными неоднородностями зарождающимися в области ПНКМА [13] и эта задача требует отдельного рассмотрения.

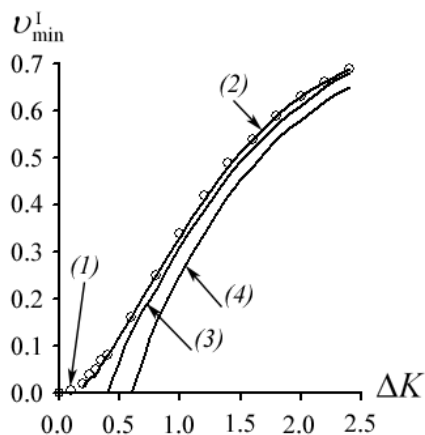


Рис. 4. Зависимость пороговой скорости v_{\min}^I от параметра ΔK при $W = 1$: 1 – случай одиночной ПНКМА, 2 – $d = 7$, 3 – $d = 5$, 4 – $d = 4$.

На рис. 4 приведена зависимость $v_{\min}^I(\Delta K)$ для разных значений параметра d . Вид этой зависимости для случая малых и произвольных по величине дефектов качественно соответствует полученным для случая одиночной ПНКМА аналитическими [12] и численными методами [14], сдвигаясь с уменьшением параметра d в область меньших значений.

Из рис. 3 также видно, что значение v_{\min}^{II} уменьшается с уменьшением параметра d . Для рассмотренных случаев значений параметра d (представленных на рис. 3) v_{\min}^I существенно меньше v_{\min}^{II} . Однако очевидно, что при больших значениях параметра d они должны сближаться, т.к. уменьшается связь между двумя дефектами и уже можно рассматривать их независимо друг от друга. Также из рис.3 видно, что в случае двух ПНКМА появляется новый интересный эффект – наличие при одном значении параметра d нескольких значений v_{\min}^{II} . Отметим, что теперь становится возможным прохождение через область двух дефектов ДГ, обладающей скоростью меньшей чем пороговая для случая одного дефекта v_{\min}^0 (рис. 5). Поэтому можно назвать подобное явление «кванзитуннелированием» ДГ через область с дефектами, по аналогии с подбарьерным переходом частицы в квантовой механике [18]. Отметим, что подобные эффекты уже рассматривались ранее для других случаев [9], а в нашем случае можно связать явление «кванзитуннелирования» ДГ с ее резонансным взаимодействием с зарождающимися в области дефекта магнитными неоднородностями типа солитонов и бризеров.

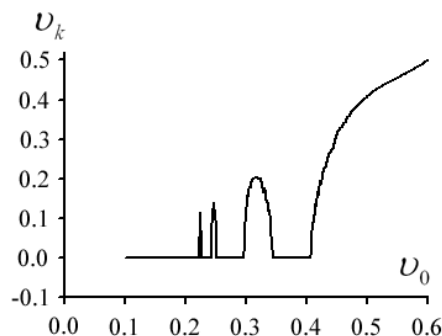


Рис. 5. Зависимость конечной скорости движения ДГ v_k от начальной скорости движения ДГ v_0 при $W = 1$, $\Delta K = 0.8$, $d = 5$. Случай $v_k = 0$ соответствуют пиннингу ДГ, случай $v_k > 0$ – прохождению ДГ через область двух ПНКМА.

В заключение отметим, что если для случая нахождения v_{\min}^I наличие второй ПНКМА можно качественно учесть введением некоего эффективного (меньшего по ширине) одиночного ПНКМА, то для случая нахождения v_{\min}^{II} подобное невозможно. Для системы из двух ПНКМА уже не существует единственного значения пороговой скорости v_{\min}^{II} , а обнаружено появление целого ряда значений пороговой скорости прохождения ДГ через оба дефекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
2. Диченко А. Б., Николаев В. В., Танкеев А. П. // Физика металлов и металловедение. 1978. Т. 45. С. 958–967.
3. Мицек А. И., Семьянников С. С. // ФТТ. 1969. Т. 11. С. 1103–1113.
4. Филиппов Б. Н., Танкеев А. П., Лебедев Ю. Г., Раевский Е. И. // Физика металлов и металловедение. 1980. Т. 49. С. 518–531.
5. Кабыченков А. Ф., Шавров В. Г. Неоднородное состояние одноосного ферромагнетика в окрестности ориентационного фазового перехода, обусловленное пространственной неоднородностью анизотропии // ФТТ. 1987. Т. 29. С. 202–203.
6. Шамсутдинов М. А., Филиппов Б. Н. // Физика металлов и металловедение. 1991. С. 87–96.
7. Плавский В. В., Шамсутдинов М. А., Екомасов Е. Г., Давлетбаев А. Г. // Физика металлов и металловедение. 1993. Т. 75. С. 26–33.
8. Badescu S. C., Badescu V., Rezlescu N., Badescu R. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1999. V. 193. P. 132–135.
9. Браун О. М., Кившарь Ю. С. Модель Френкеля–Контровой. Концепции, методы, приложения. М.: Физматлит, 2008. 536 с.
10. Косевич А. М., Ковалев А. С. Введение в нелинейную физическую механику. Киев: Наукова думка, 1989. 304 с.
11. Четкин М. В., Курбатова Ю. Н. // ФТТ. 2001. Т. 43. С. 1506–1506.
12. Paul D. I. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1979. V. 12. P. 585–593.
13. Екомасов Е. Г., Азаматов Ш. А., Муртазин Р. Р. // Физика металлов и металловедение. 2008. Т. 105. С. 341–349.
14. Ekomasov E. G., Shabalin M. A. // The Physics of Metals and Metallography. 2006. V. 101. Suppl. 1. P. S48–S50.
15. Paul D. I. // Physics Letters. 1978. V. 64A. P. 485–488.
16. Hubert A., Schafer R. Magnetic domains. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1998. 696 p.
17. Habibullin I., Kundu A. // Nuclear Physics. 2008. B795 [FS]. P. 549–568.
18. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика (Нерелятивистская теория). М.: Наука, 1989. 768 с.

Поступила в редакцию 25.05.2010 г.