

# Исследование влияния точечных дефектов на нелинейную динамику магнитных неоднородностей

Гумеров А.М.<sup>†</sup>, Екомасов Е.Г.

Башкирский государственный университет, г. Уфа

<sup>†</sup>bgu@bk.ru

## Study of the effect of point defects on the nonlinear dynamics of magnetic nonuniformities

A.M. Gumerov, E.G. Ekomasov

Bashkir State University, Ufa

Численными методами изучена динамика прохождения доменной границы через область ферромагнетика с двумя точечными дефектами, приводящими к неоднородности константы магнитной анизотропии. Найдено, что при малом расстоянии между дефектами ее динамика аналогична динамике, наблюдаемой для случая одиночного дефекта. При больших расстояниях между дефектами конечное состояние доменной границы периодически меняется в зависимости от ее начальной скорости.

**Ключевые слова:** динамика доменной границы, дефекты, ферромагнетик, солитоны уравнения синус–Гордона

We study numerically the dynamics of the domain wall passing through the ferromagnetic area with two point defects, which lead to a heterogeneity of the magnetic anisotropy constant. We found that for a small distance between the defects its dynamics is often similar to dynamics for a single defect case. For large distances between the defects the final state of the domain wall periodically changes, depending on its initial velocity.

**Keywords:** domain wall dynamics, defects, ferromagnetic, sin-Gordon equation soliton

### 1. Введение

Для реальных кристаллов характерным является наличие структурных и химических неоднородностей (или дефектов), нарушающих их идеальную трансляционную симметрию. К таким неоднородностям можно отнести дислокации, дисклинации, различного типа зерна и т.д. Наличие таких дефектов приводит к появлению локальных изменений параметров материала, в частности для магнетиков к появлению локальных неоднородностей магнитной анизотропии (НКМА) и параметра обменного взаимодействия. В рамках упрощенной модели динамика доменных границ (ДГ) в ферромагнетиках описывается уравнением синус-Гордона (УСГ) [1]. Уравнение синус-Гордона широко используется для описания волновых процессов в геологических средах, динамики ДНК в молекулярной биологии, динамики доменных границ в магнетиках, дислокаций в кристаллах и флюксонов в джозефсоновских контактах и переходах [2]. Большой интерес исследователей привлекает вопрос влияния различного вида возмущений на возбуждение внутренних мод солитонов УСГ. Например, много работ посвящено изучению влияния зависящей от координат и времени внешней силы, описываемой

функциями дельтообразного, ступенчатого, гиперболического и гармонического видов. Не менее интересен и случай пространственной модуляции (неоднородности) периодического потенциала. Проблема взаимодействия кинков УСГ с примесями для одномерного случая обсуждается в литературе достаточно давно. Развитые аналитические методы исследования данного уравнения с помощью теории возмущений для солитонов, как правило, не дают исчерпывающего результата. Исследование влияния больших возмущений на решения модифицированного УСГ в общем случае можно проводить только с помощью численных методов [3–6].

### 2. Динамика магнитных неоднородностей

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, уравнение движения для намагниченности в угловых переменных  $\vec{m} = \vec{m}(0, \cos \theta, \sin \theta)$  можно представить в безразмерном виде [1,3,6]:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{K(x)}{2} \sin 2\theta = 0, \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол в плоскости  $yz$  между направлением вектора магнитного момента  $\vec{m}$  и осью легкого намагничивания (ось  $Oz$ ),  $K(x)$  – функция, определяющая пространственную модуляцию константы анизотропии. Координата  $x$  нормирована на  $\delta_0$ , где  $\delta_0$  – ширина статической блоховской ДГ, время  $t$  нормировано на  $\delta_0/c$ , где  $c$  – предельная уокеровская скорость стационарного движения. Уравнение (1), интенсивно изучаемое в настоящее время, – модифицированное уравнение синус–Гордона с переменными коэффициентами (МУСГ).

Функцию, описывающую пространственную модуляцию параметра  $K(x)$ , будем брать в виде:

$$K(x) = 1 - \varepsilon[\delta(x - x_1) + \delta(x - x_1 + d)], \quad (2)$$

где  $d = x_2 - x_1$  – расстояние между двумя точечными дефектами. Очевидно, что при  $\varepsilon > 0$  примесь является потенциальной ямой для движущейся ДГ, а при  $\varepsilon < 0$  – потенциальным барьером.

Уравнение (1) решалось численно, с использованием явной схемы. Дискретизация уравнения проводилась по стандартной пятиточечной схеме типа «крест», обладающей условием устойчивости  $(\Delta t / \Delta h)^2 \leq 0.5$ , где  $\Delta t$  – шаг по времени,  $\Delta h$  – шаг по координате. В начальный момент времени имеем кинк вида:

$$\theta(x, t) = 2 \arctg(\exp[\Delta(v_0)(x - v_0 t)]), \quad (3)$$

где  $\Delta(v_0) = 1/\sqrt{1 - v_0^2}$ ,  $v_0$  – скорость движения кинка ( $0 < v_0 < 1$ ), граничные условия имеют вид:  $\theta(-\infty, t) = 0$ ,  $\theta(+\infty, t) = \pi$ ,  $\theta'(\pm\infty, t) = 0$ .

Типичные реализации численного решения МУСГ (со стандартных подходом), которые использовались в более ранних наших работах [3,5–7], позволяют рассчитать структуру и динамику ДГ с точностью, вполне достаточной, чтобы наблюдать захват (или «пиннинг») и прохождение ДГ через дефект, а также структуру и свойства возбуждаемых нелинейных волн. Однако, для изучения возможных резонансных эффектов необходима принципиально более высокая точность счета. Поэтому при аппроксимации функции  $\theta(x, t)$  использовалось  $N_x = 10001$  точек, хотя это и многократно увеличивает время расчета. Многопоточность написанной программы позволяет также эффективно использовать ресурсы современных многоядерных процессоров, что существенно экономит время расчетов.

В ходе проведенных численных экспериментов ДГ пересекает области НКМА, при этом в каждый момент времени рассчитывается структура ДГ и ее основные динамические характеристики. Исследование динамики рассеяния ДГ на одиночном дефекте уже довольно подробно исследовано [6–10]. Ранее было показано [11], что появление второго дефекта, в частном случае, может приводить и к новому резонансному эффекту, названному «квазитуннелированием». На рис. 1 приведен полученный численно полный анализ возможных сценариев

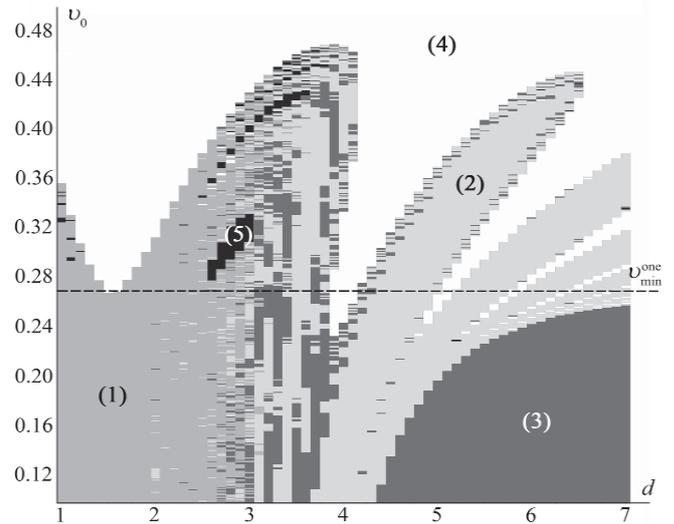


Рис. 1. Диаграмма возможного сценария динамики ДГ в зависимости от начальной скорости  $v_0$  и расстояния  $d$  между дефектами при  $\varepsilon = 0.7$ . Области: 1) долговременная осцилляция между дефектами, 2) захват на втором дефекте, 3) захват на первом дефекте, 4) прохождение, 5) отражение.

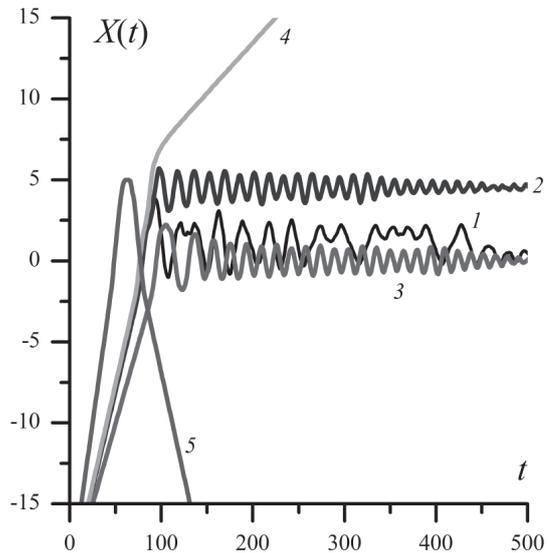
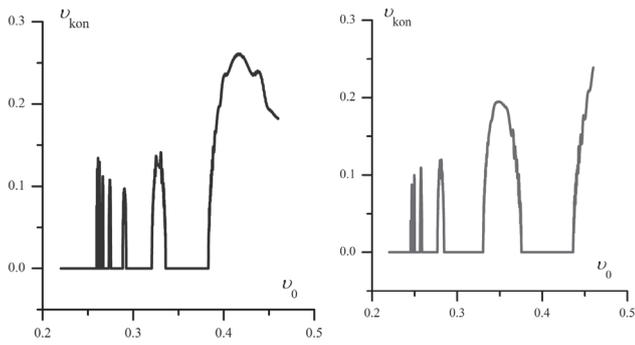


Рис. 2. Зависимость координаты центра ДГ  $X_c$  от времени  $t$  для различных параметров моделирования при  $\varepsilon = 0.7$ : 1)  $v_0 = 0.24$ ,  $d = 2$ ; 2)  $v_0 = 0.24$ ,  $d = 4.5$ ; 3)  $v_0 = 0.20$ ,  $d = 6$ ; 4)  $v_0 = 0.25$ ,  $d = 4$ ; 5)  $v_0 = 0.403$ ,  $d = 3$ .

динамики ДГ в рассматриваемом случае в зависимости от начальной скорости  $v_0$  и расстояния между дефектами  $d$ . Среди возможных вариантов динамики наблюдались следующие: ДГ «захватывается» в области первого (рис. 2, кривая 3) или второго дефекта (рис. 2, кривая 2), ДГ осциллирует между ними продолжительное время (рис. 2, кривая 1), отражается в обратном направлении (рис. 2, кривая 5) или проходит через область дефекта (рис. 2, кривая 4). В последних двух случаях на дефектах возбуждаются осциллирующие локализованные высокоамплитудные нелинейные магнитные волны типа «бризер», которые существенно влияют на исход рассеяния ДГ. Во-первых, на их возбуждение может тратиться значительная часть начальной энергии ДГ. Во-вторых, последующее взаимодействие с этими локализованными волнами лежит в основе механизма резонансных эффектов (таких, например, как отражение от притягивающе-



**Рис. 3.** Зависимость конечной скорости движения ДГ  $v_{kon}$  от ее начальной скорости движения  $v_0$  при  $\epsilon=0.7$ : а)  $d=6$ , б)  $d=7$ . Случаи  $v_{kon}=0$  соответствуют пиннингу ДГ на одном из дефектов,  $v_{kon}>0$  - прохождению ДГ через область двойного дефекта.

го потенциала). Особо также можно выделить случай, когда дефекты расположены достаточно близко друг к другу, тогда энергия, необходимая для перехода между ними, невелика, и ДГ может осциллировать между ними продолжительное время. К тому же, в данном случае может образоваться мультисолитонное состояние из связанных ДГ и магнитного бризера. Геометрический центр ДГ теперь уже не отражает полного состояния мультисолитонного образования. Эта область выделена на диаграмме (рис. 1) как область захвата с многократным перескоком с одного дефекта на другую (в течение длительного времени).

На рис. 1 видно наличие некоторого критического расстояния между дефектами  $d_{crit}$ , при котором качественно меняется поведение системы. В приведенном случае  $d_{crit} \approx 4$ . При  $d < d_{crit}$  область двойного дефекта можно в целом рассматривать как эффективный одиночный дефект. Как еще видно из рис. 1, на котором горизонтальная линия соответствует пороговой скорости одиночного дефекта  $v_{min} = 0.266699$ , в одной точке  $d = 1.6$  совпадают пороговые скорости, необходимые для прохождения через примеси как для двойного, так и одиночного дефекта с теми же параметрами.

Однако при  $d > d_{crit}$  диаграмма приобретает «лепестковый» характер: области «захвата» и прохождения начинают чередоваться. Причина такого принципиально нового поведения, по нашему мнению, кроется в том, что потери энергии ДГ на возбуждение магнитного бризера зависят от его начальной скорости с некоторой периодичностью. И когда эти потери превышают определенное значение (определяемое параметрами дефекта), оставшейся энергии ДГ недостаточно, чтобы «вырваться» из притягивающего потенциала двойного дефекта, и происходит «захват». На рис. 3 приведены два «вертикальных среза» рис. 1 в точках  $d=6$  (рис. 3 а) и  $d=7$  (рис. 3 б). Интересно отметить, что в некоторых частных случаях ДГ для прохождения через область двух одинаковых дефектов вида (2) требуется кинетическая энергия меньшая, чем для прохождения области одиночного дефекта тех же размеров. Область начальных скоростей ДГ, позволяющих преодолевать дефектные области (ниже линии  $v_{min} = 0.266699$ ), названы областью «квантитунелирования» [11].

Анализ полученных численно результатов показывает, что критическое расстояние  $d_{crit}$  разделяет диаграмму

на две области: с сильным и слабым взаимодействием между локализованными волнами. Необходимо отметить, что впервые наличие подобного расстояния  $d_{crit}$  было показано в работе [12], где исследовались свойства мультисолитонных – трехкинковых состояний, локализованных в области двойного дефекта. В указанной работе в области первого дефекта была локализована ДГ, а в области второго возбуждалась нелинейная локализованная волна бризерного типа.

### Литература

1. Шамсутдинов М. А., Назаров В.Н., Ломакина И.Ю. и др. Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны. М.: Наука, 2009, 368 с.
2. Браун О. М., Кившарь Ю. С. Модель Френкеля-Конторовой: Концепции, методы, приложения. М.: Физматлит, 2008, 519 с.
3. Е. Г. Екомасов, Р. Р. Муртазин, Ш. А. Азаматов Изучение зарождения и эволюции магнитных неоднородностей типа пульсонов и 2D-солитонов в магнетиках с локальными неоднородностями анизотропии. ФММ, 2011, Т. 112, № 3, С. 227-238.
4. Екомасов Е. Г., Гумеров А. М. Нелинейная динамика доменных границ в ферромагнетиках с учетом возбуждения магнитных солитонов на дефектах. Письма о материалах, 2012, Т. 2, № 1, С. 17–20.
5. Ekomasov E. G., Shabalin M. A. Simulation the nonlinear dynamics of domain walls in weak ferromagnets. Physics of Metals and Metallography, 2006, Vol. 101, P. S48–S50.
6. Екомасов Е. Г., Азаматов Ш. А., Муртазин Р. Р. Изучение зарождения и эволюции магнитных неоднородностей типа солитонов и бризеров в магнетиках с локальными неоднородностями анизотропии. ФММ, 2008, Т. 105, № 4, С. 341–349.
7. Екомасов Е.Г., Муртазин Р.Р. Моделирование зарождения магнитных неоднородностей в ферромагнетиках с неоднородными материальными параметрами. Письма о материалах, 2012, Т. 2, № 1, С. 9–12.
8. Piette B., Zakrzewski W. J. Scattering of sine-gordon kinks on potential wells. J. Phys. A Math. Theor, 2007, Vol. 40, P. 5995–6010.
9. Kivshar Y. S., Zhang F., Vazquez L. Resonant soliton-impurity interactions. Phys. Rev. Lett, 1991, Vol. 67, P. 1177–1180.
10. Екомасов Е. Г., Гумеров А. М. Моделирование взаимодействия нелинейных волн в модели синус-Гордона для материалов с дефектами. Перспективные Материалы, 2011, № 12, С. 104–108.
11. Екомасов Е. Г., Гумеров А. М., Рахматуллин И. И. Численное моделирование пиннинга и нелинейной динамики доменных границ в ферромагнетиках с дефектами. Вестник Башкирского университета, 2010, Т. 15, № 3, С. 564–566.
12. Екомасов Е. Г., Гумеров А. М., Муртазин Р. Р. О возбуждении солитонов при взаимодействии кинков уравнения синус-гордона с притягивающей примесью. Компьютерные исследования и моделирование, 2012, Т. 4, № 3, С. 509–520.