

УДК 537.624

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА 180-ГРАДУСНОЙ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ

© 2020 г. И. Р. Каюмов^{1, *}, Р. Р. Шафеев²

¹Институт физики молекул и кристаллов – обособленное структурное подразделение
Федерального государственного бюджетного научного учреждения Уфимского федерального
исследовательского центра Российской академии наук, Уфа, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Башкирский государственный университет”, Уфа, Россия

*E-mail: kayumovir@mail.ru

Поступила в редакцию 28.11.2019 г.

После доработки 19.12.2019 г.

Принята к публикации 27.01.2020 г.

В работе исследована нелинейная динамика 180-градусной доменной стенки в слабом ферромагнетике. Показано, что в зависимости от условий (магнитного поля, констант магнитной анизотропии, начальной амплитуды зародыша) возможны различные режимы перемагничивания слабого ферромагнетика.

DOI: 10.31857/S0367676520050154

В последнее время исследование слабоферромагнитных материалов переживает “ренессанс” [1–10]. Связано это с развитием экспериментальной техники и с появлением новых теоретических методов. В частности, ранее наблюдение за сверхбыстрыми процессами, происходящими на начальных этапах перемагничивания, характерные времена которых составляют менее 1 фемтосекунды, было недоступно. Однако с появлением лазерной техники такие наблюдения стали возможны [9]. Теоретическое описание особенностей перемагничивания магнетиков, а также наблюдаемых в них новых явлений в динамике может иметь успех только при детальном исследовании динамики взаимодействующих доменных стенок.

Рассмотрим массивный слабоферромагнитный образец с поверхностью, перпендикулярной оси z . В дальнейшем полагаем, что оси декартовой системы координат (x, y, z) совпадают с направлениями кристаллографических осей (a, b, c) . Уравнение движения вектора антиферромагнетизма \vec{l} в магнитном поле $\vec{H} = (0, H, 0)$ имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{1}{4} \sin(4\theta) = -\frac{1}{2} g \sin(2\theta). \quad (1)$$

Здесь θ – угол между вектором \vec{l} и осью \vec{b} кристалла в плоскости ab кристалла [10]; x, y, z – координаты в единицах толщины 90-градусной межфазной стенки $\delta_0 = \sqrt{A_1/K_2}$, A_1 – константа

неоднородного обменного взаимодействия, K_2 – константа анизотропии; $ct/\delta_0 \rightarrow t$, где $c = \gamma \sqrt{A_1/\chi_\perp}$ – характерная скорость, совпадающая с минимальной фазовой скоростью спиновых волн на линейном участке их закона дисперсии, γ – гиромагнитное отношение, χ_\perp – антиферромагнитная восприимчивость, параметр $g = \frac{\chi_\perp}{2|K_2|} (H_{cr}^2 - H^2)$ характеризует близость системы к точке фазового перехода первого рода, где $g = 0$, H_{cr} – поле перехода между фазами.

Уравнение (1) при $g = 0$ в зависимости от начальных условий имеет два решения:

$$\operatorname{tg}^2 \theta = \frac{1 - \Omega \sin^2(\sqrt{-\Omega}(\xi - \xi_0))}{-\Omega \operatorname{sh}^2(\sqrt{1 - \Omega}(x - x_0))}, \quad (2)$$

$$(-\infty < \Omega < 0),$$

$$\operatorname{tg}^2 \theta = \frac{1 - \Omega \operatorname{sh}^2(\sqrt{\Omega}(\xi - \xi_0))}{\Omega \operatorname{sh}^2(\sqrt{1 - \Omega}(x - x_0))}, \quad (3)$$

$$(0 < \Omega < 1).$$

Здесь $\xi = (y \pm Vt)/\sqrt{V^2 - 1}$. Решения (2) и (3) имеют вид солитон-солитонной пары (рис. 1) с топологическим зарядом π и описывают 180-градусную доменную границу. При начальной амплитуде зародыша новой фазы, меньшей критической амплитуды, происходят периодические осцилля-

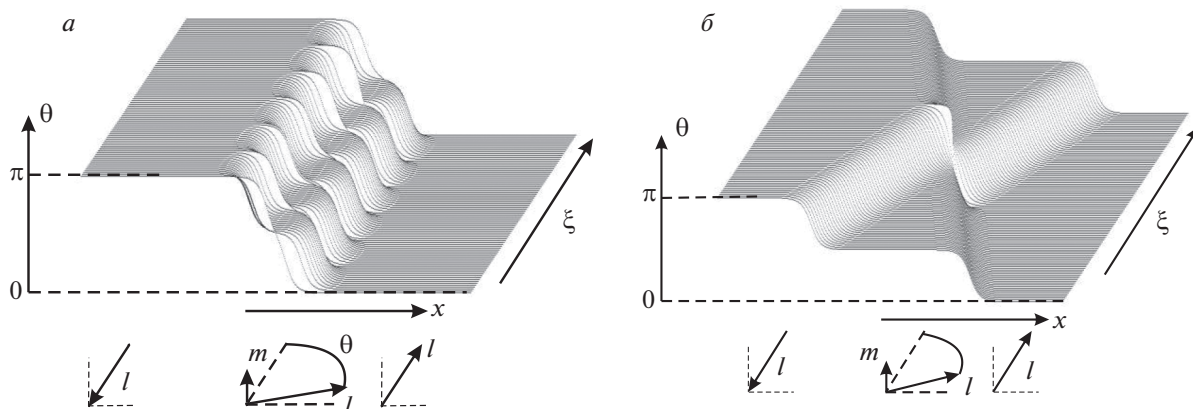


Рис. 1. 180-градусная доменная стенка согласно уравнению (2) при $\Omega = 0.09$ (а) и уравнению (3) при $\Omega = 0.09$ (б).

ции зародыша вдоль \vec{b} -оси кристалла (см. (2) и рис. 1а). Если же начальная амплитуда зародыша больше критической, то перемагничивание слабого ферромагнетика происходит путем клинообразного прорастания зародыша новой фазы (см. (2) и рис. 1б). Величина Ω в (2) и (3) определяется начальной амплитудой зародыша.

При $g \neq 0$, уравнение (1) имеет решение:

$$\operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} = \frac{\Omega + G^2}{\Omega - 1} \operatorname{sh}^2(x\sqrt{1 - \Omega}), \quad (-\infty < \Omega < -G^2), \quad (4)$$

где параметры $G = G(\xi)$, $\Omega(\xi)$ определяются из системы:

$$\begin{cases} \Omega_\xi = -\frac{2gG(1 - \Omega)}{1 + G^2} \left\{ 1 + \frac{\Omega + G^2}{2\sqrt{(1 - \Omega)(1 + G^2)}} \ln \left(\frac{(\sqrt{1 + \Omega} + \sqrt{1 + G^2})^2}{|\Omega + G^2|} \right) \right\} \\ G_\xi = \Omega + G^2 + g \end{cases} \quad (5)$$

При $g > 0$ решением (5) вблизи ее особой точки ($\Omega = -\gamma$, $G = 0$) является

$$\begin{aligned} \Omega &= -g + \Omega_{10} \sin \left(\sqrt{2g} \frac{y - Vt}{\sqrt{V^2 - 1}} + \alpha \right), \\ G &= -\frac{\Omega_{10}}{\sqrt{2g}} \cos \left(\sqrt{2g} \frac{y - Vt}{\sqrt{V^2 - 1}} + \alpha \right), \end{aligned} \quad (6)$$

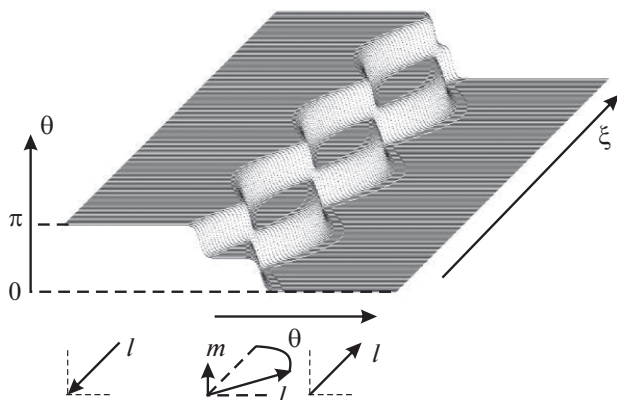


Рис. 2. Свободное колебательное движение двух взаимодействующих 90-градусных стенок при $g = 0.1$, $\Omega_0 = -0.1$, $G_0 = 0.316$.

где $\Omega_{10} \ll g$ – амплитуда колебаний параметра Ω , α – начальная фаза волны. Решение (4), (6) определяет распространение гармонических колебаний зародыша новой фазы вдоль \vec{b} -оси. Вдали от особой точки систему (5) можно решить только численными методами, причем гармоническая зависимость параметров Ω и G от ξ , определяемая (6), нарушается. Анализ полученного решения показывает, что решение (4), (5) в этом случае описывает распространение вдоль оси y осцилляций двух взаимодействующих 90-градусных доменных границ (рис. 2), образующих 180-градусную доменную стенку с перетяжкой. Такая ситуация может быть реализована при $H < H_{cr}$.

Отметим, что частота осцилляций ширины зародыша по порядку величины совпадает с частотой квазиферромагнитной ветви антиферромагнитного резонанса [9] $\omega_{AF} = 2\gamma\sqrt{H_E H_g}$, где H_E – обменное поле; $H_g = g/(2M_0)$, M_0 – намагниченность насыщения. Скорость c , на которую здесь нормирована безразмерная скорость V движения зародыша, по порядку величины составляет, например, для YFeO_3 $2 \cdot 10^4 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ [10].

Условием применимости данной модели к магнетикам с конечной толщиной образца L является: $\Delta \ll L, L_1$, где Δ – ширина зародыша перемagnичивания вдоль оси x , определяющая размеры области локализации магнитной неоднородности, L_1 – период магнитной неоднородности вдоль y .

Работа выполнена в рамках госзадания № АААА-А19-119022290052-9, а также при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00805.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang W., Daniels M.W., Liao Zh. et al. // Nature Mater. 2019. V. 18. P. 1054.
2. Jungwirth T., Marti X., Wadley P. et al. // Nature Nanotech. 2016. V. 11. P. 231.
3. Weisheit M., Fähler S., Marty A. et al. // Science. 2007. V. 315. P. 349.
4. Tsujii N., Nishide A., Hayakawa J. et al. // Sci. Adv. 2019. V. 5(2). Art. № 5935.
5. Кандаурова Г.С. // УФН. 2002. Т. 172. С. 1165; Kandaurova G.S. // Phys. Usp. 2002. V. 45. P. 1051.
6. Gareeva Z.V., Zvezdin K.A., Kayumov I.R. et al. // J. Supercond. Novel Magn. 2018. V. 31. P. 1811.
7. Шамсутдинов М.А., Танкеев А.П., Каюмов И.Р. // ФММ. 2011. Т. 111. С. 27; Shamsutdinov M.A., Kayumov I.R., Tankeyev A.P. // Phys. Met. Metallogr. 2011. V. 111. P. 25.
8. Шамсутдинов М.А., Танкеев А.П., Каюмов И.Р. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. С. 1548; Shamsutdinov M.A., Kayumov I.R., Tankeyev A.P. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. V. 71. P. 1503.
9. Kimel A.V., Kirilyuk A., Tsvetkov A. et al. // Nature. 2004. V. 429. P. 850.
10. Шамсутдинов М.А., Ломакина И.Ю., Назаров В.Н. и др. Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны. М.: Наука, 2009. 456 с.
11. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 318 с.