

УДК 537.622.4

МЕХАНИЗМЫ ЭЛЕКТРОИНДУЦИРОВАННОГО СМЕЩЕНИЯ И ТРАНСФОРМАЦИИ МАГНИТНЫХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ

© 2020 г. Р. М. Вахитов^{1, *}, Ф. А. МаксUTOва¹, Р. В. Солонецкий²,
З. В. Гареева^{1, 3}, А. П. Пятаков⁴

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Башкирский государственный университет”, Уфа, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Уфимский государственный авиационный технический университет”, Уфа, Россия

³Институт физики молекул и кристаллов — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного научного учреждения Уфимского федерального исследовательского центра Российской академии наук, Уфа, Россия

⁴Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

*E-mail: vakhitovrm@yahoo.com

Поступила в редакцию 28.11.2019 г.

После доработки 19.12.2019 г.

Принята к публикации 27.01.2020 г.

В работе исследовано магнитоэлектрическое взаимодействие источника электрического поля и магнитной доменной границы (ДГ) в пленке магнитного диэлектрика с анизотропией типа “легкая ось”. Построена координатная зависимость для потенциальной энергии ДГ от расстояния между источником электрического поля и доменной границей. Показано, что в месте расположения источника возникает потенциальный минимум для ДГ. Исследована связанная с электроиндуцированной перестройкой микромагнитной структуры зависимость погонной плотности электрического заряда магнитной ДГ от величины электрического поля и размера электрода.

DOI: 10.31857/S0367676520050427

В настоящее время проводятся активные исследования магнитоэлектрических свойств пленок ферритов-гранатов, что связано с работами по наблюдению магнитоэлектрических эффектов, реализующихся в ферритах-гранатах при комнатных температурах [1–4]. Электроиндуцированное движение ДГ под действием поля точечного электрода, находящегося в контакте с поверхностью образца, о котором впервые сообщалось в работе [4], стимулировало дальнейшие исследования реакции микромагнитной структуры на воздействие электрического поля: динамику ДГ [5, 7], свойства ДГ с горизонтальными блоховскими линиями [8, 9], однородные и неоднородные состояния в (210)-ориентированной пленке ферритов-гранатов [6, 10], магнитные вихри и антивихри [12] в электрическом поле.

В работе проведено теоретическое исследование электроиндуцированных эффектов в пленке магнитного диэлектрика с одноосной анизотропией — возникновение электрической поляризации в области ДГ, вызванной перестройкой микромагнитной структуры под действием неоднородного электрического поля, а также изучены магнитоэлектрические эффекты, возникающие

в окрестности электрода, в частности, появление в месте его расположения потенциальной ямы для ДГ.

Рассмотрим пленку магнитного диэлектрического материала с легкой осью анизотропии вдоль нормали \vec{n} к поверхности пленки, $\vec{n} \parallel Oz$. Направление модуляции намагниченности выберем вдоль оси Oy . Энергия системы в расчете на единицу площади сечения пластины плоскостью xOz [7]:

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ A \left[\left(\frac{d\varphi}{dy} \right)^2 + \cos^2 \varphi \left(\frac{d\theta}{dy} \right)^2 \right] + K_u \left(\sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \right) + \varepsilon_{\text{ФМЭВ}} + 2\pi M_s^2 \sin^2 \varphi \right\} dy, \quad (1)$$

где θ , φ — углы, отсчитываемые от оси z и плоскости XZ соответственно [13], характеризующие положение единичного вектора намагниченности $\vec{m} = \vec{M}/M_s$, так что $\vec{m} = (\cos \varphi \sin \theta, \sin \varphi, \cos \varphi \cos \theta)$, A — обменная жесткость, K_u — константа одноосной анизотропии, M_s — намагниченность насыщения, $\varepsilon_{\text{ФМЭВ}}$ — плотность энергии флексомагнитоэлектрического взаимодействия

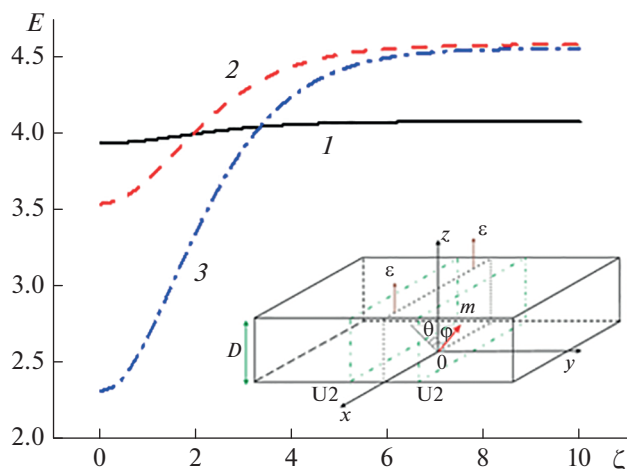


Рис. 1. Зависимость энергии 180°-ой ДГ от смещения поля при $Q = 3, l = 5, b_1 = b_2$. Линия 1 соответствует $\lambda = 0.2$, линия 2 – $\lambda = 0.48$, линия 3 – $\lambda = 1$.

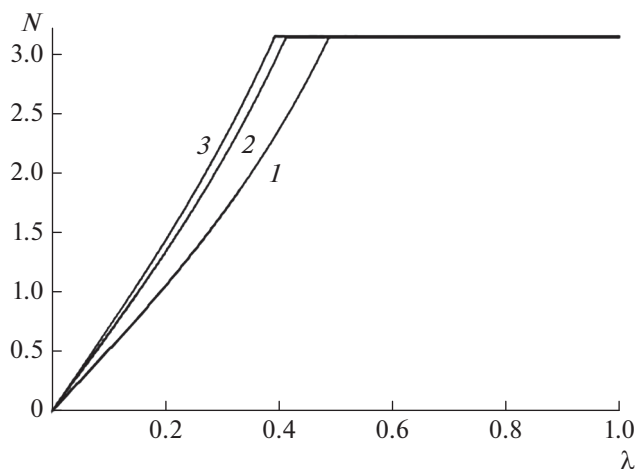


Рис. 2. Графики зависимостей параметра погонной плотности электрического заряда ДГ N для 180° ДГ от приведенного поля λ при $Q = 3$. Линия 1 соответствует приведенной ширине области действия электрического поля $l = 5$, 2 – $l = 10$, 3 – $l = 15$.

ствия (ФМЭВ). Влиянием размагничивающих полей на структуру магнитных неоднородностей пренебрегаем, полагая толщину пленки достаточно большой. Плотность энергии ФМЭВ $\epsilon_{\text{ФМЭВ}}$ пропорциональна пространственным производным вектора намагниченности [14]:

$$\epsilon_{\text{ФМЭВ}} = \bar{\epsilon}(b_1 \bar{m} \operatorname{div} \bar{m} + b_2 \bar{m} \operatorname{rot} \bar{m}), \quad (2)$$

где b_1, b_2 – константы ФМЭВ. Неоднородное электрическое поле $\bar{\epsilon}$, действующее в ограниченной области пространства, задается выражением:

$$\epsilon = \epsilon_0 / \operatorname{ch}(y/L), \quad (3)$$

где L определяет размер этой области вдоль оси Oy , ϵ_0 величина напряженности в центре области приложения поля ($y = 0$).

Устойчивые магнитные конфигурации найдем на основе численного решения уравнений Эйлера–Лагранжа методом множественной стрельбы с применением итерационной процедуры по Ньютону [13]. Ранее в работе [13] было показано на основе численного анализа задачи для случая ФМЭВ с $b_1 = b_2 = b$, что под действием электрического поля происходит изменение микромагнитной структуры 180°-ой ДГ – фазовый переход от ДГ блоховского типа ($\varphi = 0$) в стенку неелевского типа через промежуточную “квазислоховскую” фазу с некруговой траекторией вектора намагниченности ($\varphi = \varphi(y)$) [10, 15]. При такой трансформации структуры ДГ величина ее электрической поляризации вследствие наличия ФМЭВ становится отличной от нуля, и стенка будет притягиваться к источнику электрического поля [1, 5]. Данное явление иллюстрирует рис. 1, на котором изображена зависимость полной энергии (1) от безразмерной координаты $\xi = y/\Delta_0$, где $\Delta_0 = \sqrt{A/K_u}$ – параметр ширины ДГ. Фактор

качества пленки $Q = \frac{K_u}{2\pi M_s^2}$ выбирается близким к значениям в экспериментальной работе [4]. Электрическое поле выражено в безразмерных единицах $\lambda = \frac{\epsilon_0}{2K_u \Delta_0 / (M_s^2 b)}$. При малых величинах

электрического поля $\lambda < 0.3$ структура ДГ близка к блоховской и ее энергия практически не зависит от расстояния до источника электрического поля (рис. 1, сплошная линия). С ростом электрического поля ДГ перестраивается и возрастает “неелевская компонента”, т.е. проекция m на направление модуляции намагниченности Oy . Вместе с ней возрастает и сопутствующая неелевскому типу разворота электрическая поляризация, обусловленная ФМЭВ. В результате в месте расположения источника электрического поля возникает минимум энергии, дающий энергетический выигрыш по сравнению с энергией блоховской ДГ (рис. 1, штриховая линия). По мере роста поля потенциальная яма углубляется (рис. 1, штрихпунктирная линия), при этом энергия на больших расстояниях от источника поля $\xi \sim 10$ практически одинакова для всех неелевских доменных границ (рис. 1, ср. штриховая и штрихпунктирная линии) и выше энергии квазислоховской ДГ (рис. 1, сплошная линия).

Критическое поле перехода ϵ_{0c} , при котором граница становится чисто неелевской, зависит от размера области неоднородности электрического поля L : величина ϵ_{0c} уменьшается с увеличением L и при $L \rightarrow \infty$ достигает некоторого предельного значения, совпадающего со значением ϵ_{0c} в случае действия однородного поля $\bar{\epsilon}$ на доменную стенку (рис. 2). Величина погонного заряда растет

с электрическим полем ε_0 , по мере увеличения неелевской компоненты доменной стенки, а затем выходит на горизонтальное плато, что соответствует ситуации полностью неелевской ДГ, возникающей при достижении определенной величины электрического поля ε_0 . Эта величина уменьшается с ростом ширины области действия поля L .

Приложение неоднородного электрического поля в направлении нормали к поверхности пленки создает в месте расположения электрода потенциальную яму для ДГ, углубляющуюся по мере роста электрического поля. Это явление обусловлено возникновением за счет ФМЭВ электрической поляризации ДГ, находящейся в электрическом поле. Электроиндуцированная перестройка микромагнитной структуры ДГ от блоховского типа разворота намагниченности к неелевскому приводит к росту погонного электрического заряда ДГ вплоть до некоторого критического поля, в котором граница становится чисто неелевской. Величина этого критического поля зависит от размера области действия электрического поля, уменьшаясь с увеличением размера электрода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-32-50020-мол_нр).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пятаков А.П., Звездин А.К. // УФН. 2012. Т. 182. № 6. С. 593; Pyatakov A.P., Zvezdin A.K. // Phys. Usp. 2012. V. 55. P. 557.
2. O'Dell T.H. // Phil. Mag. 1967. V. 16. P. 487.
3. Кричевцов Б.Б., Павлов В.В., Писарев Р.В. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 466; Krichevstov B.B., Pavlov V.V., Pisarev R.V. // JETP Lett. 1989. V. 49. P. 535.
4. Логгинов А.С., Мешков Г.А., Николаев А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. С. 124; Logginov A.S., Meshkov G.A., Nikolaev A.V. et al. // JETP Lett. 2007. V. 86. P. 115.
5. Вахитов Р.М., Харисов А.Т., Николаев Ю.Е. // ДАН. 2014. Т. 455. С. 150; Vakhitov R.M., Kharisov A.T., Nikolaev Yu.E. // Doklady Phys. 2014. V. 59. № 3. P. 119.
6. Арзамасцева Г.В., Балбахов А.М., Лисовский Ф.В. и др. // ЖЭТФ. 2015. Т. 147. С. 793; Arzamastseva G.V., Balbakhov A.M., Lisovskii F.V. et al. // JETP. V. 120. P. 687.
7. Шамсутдинов М.А., Харисов А.Т., Николаев Ю.Е. // ФММ. 2011. Т. 472. С. 472.
8. Борич М.А., Танкеев А.П., Смагин В.В. // ФТТ. 2016. Т. 58. № 1. С. 63; Borich M.A., Tankeev A.P., Smagin V.V. // Phys. Sol. St. 2016. V. 58. № 1. P. 62.
9. Борич М.А., Танкеев А.П., Смагин В.В. // ФТТ. 2016. Т. 58. С. 1329; Borich M.A., Tankeev A.P., Smagin V.V. // Phys. Sol. St. 2016. V. 58. № 7. P. 1375.
10. Вахитов Р.М., Исхакова Р.Р., Юмагузин А.Р. // ФТТ. 2018. Т. 60. С. 923; Vakhitov R.M., Iskhakova R.R., Yumaguzin A.R. // Phys. Sol. St. 2018. V. 60. P. 925.
11. Кабыченков А.Ф., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. С. 304.
12. Meshkov G.A., Pyatakov A.P. et al. // J. Magn. Soc. Japan. 2012. V. 36. P. 46.
13. Вахитов Р.М., Гареева З.В., Солонецкий Р.В. и др. // ФТТ. 2019. Т. 61. С. 1120.
14. Dzyaloshkii I.E. // Europhys. Lett. 2008. V. 83. P. 67001.
15. Плавский В.В., Шамсутдинов М.А., Филиппов Б.Н. // ФММ. 1999. Т. 88. С. 22.